

Tese de  
DOUTORADO

Estudo da Produção de Quarks  $b$  em Colisões  $p\bar{p}$  a  
 $\sqrt{s} = 630$  GeV no Experimento DØ

**Wagner de Paula Carvalho**

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas  
Rio de Janeiro, 1998

# Resumo

Apresentamos uma medida das seções de choque de múons e quarks  $b$  em colisões  $p\bar{p}$  a  $\sqrt{s} = 630\text{GeV}$  usando o detetor DØ operando no Tevatron. Nossos resultados sobre a seção de choque de quarks  $b$  são comparados às expectativas de QCD em NLO para a produção deste quark e se situam no limite superior das previsões teóricas. Este mesmo comportamento foi previamente observado em outras medidas independentes da seção de choque de quarks  $b$  em dois diferentes valores de  $\sqrt{s}$ :  $630\text{GeV}$  e  $1,8\text{TeV}$ . Também exploramos medidas prévias feitas pelo DØ a  $\sqrt{s} = 1,8\text{TeV}$  para estudar a dependência da seção de choque inclusiva de produção de quarks  $b$  em relação à energia de centro de massa da colisão. A razão  $\sigma(630\text{GeV})/\sigma(1800\text{GeV})$  entre as duas seções de choque é medida, e se mostra compatível com as previsões de QCD em NLO.

# Abstract

We present a measurement of the muon and  $b$ -quark cross sections in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 630\text{GeV}$  using the DØ detector operating at the Tevatron. Our results on the  $b$ -quark cross section are compared to the NLO QCD expectations for  $b$ -quark production, and lie on the upper limit of the theoretical predictions. This same behaviour was previously seen by other independent measurements of the  $b$ -quark cross section at two different  $\sqrt{s}$  values:  $630\text{GeV}$  and  $1.8\text{TeV}$ . In addition we explore previous measurements performed by DØ at  $\sqrt{s} = 1.8\text{TeV}$  to study the center of mass energy dependence of the inclusive  $b$ -quark cross section. The ratio  $\sigma(630\text{GeV})/\sigma(1800\text{GeV})$  between the two cross sections is measured. It shows to be compatible with NLO QCD predictions.

## Agradecimentos

Ao prof<sup>o</sup> Arthur Maciel pela orientação sempre clara e segura, pelas discussões enriquecedoras e pelo companheirismo demonstrado durante a execução deste trabalho.

Ao prof<sup>o</sup> Alberto Santoro, responsável pela minha opção por uma carreira em Física Experimental de Altas Energias e incentivador de minha ida para o Fermilab. E, também, pela amizade e solidariedade demonstradas em diversas ocasiões.

A todos os colegas membros da colaboração do LAFEX com o DØ, em particular prof<sup>a</sup> Jussara Miranda, Andre Sznajder, prof<sup>o</sup> José Guilherme Lima e prof<sup>o</sup> Mário Vaz, com quem trabalhei mais próxima e intensamente.

A todos os colegas da colaboração DØ, sem o excelente trabalho dos quais, este trabalho seria impossível. Gostaria de agradecer a alguns, em particular, correndo o risco de cometer injustiça com outros. Estes, por certo não de me perdoar.

Agradeço a Frederic Stichelbaut, por inúmeras e quase intermináveis discussões relacionadas com este trabalho.

Aos prof<sup>os</sup> Andrej Zieminsk, Daria Zieminska, Ken Johns e Dan Green pelos ensinamentos, discussões e sugestões enriquecedoras, principalmente durante as reuniões semanais do grupo de *B-Physics*.

Aos companheiros do “grupo de múons”. Talvez seja aqui um pouco injusto destacar nomes, mas sinto ser necessário citar os dos prof<sup>os</sup> Darien Wood e Dimitri Denisov, sempre

claros, solícitos e pacientes, e sob a liderança dos quais trabalhei, principalmente, no sistema de *trigger* de múons. A todos os outros colegas e amigos deste grupo, o meu muito obrigado!

Aos colegas do grupo de estudos sobre luminosidade do  $D\bar{O}$ , do qual fiz parte por cerca de um ano como representante do grupo de *B-Physics*. Em particular, gostaria de agradecer ao prof<sup>o</sup> Jeff Bantly e à colega Tracy Taylor.

Aos colegas Thorsten Huen e Gene Alvarez por inúmeras discussões, sugestões e, também, pela sua amizade.

Aos inúmeros colegas com os quais participei dos plantões na sala de controle do experimento, cujas explicações e ensinamentos foram fundamentais para a compreensão do detetor. Agradeço, em especial, às colegas Jan Guida e Joan Guida.

Gostaria também de expressar meu reconhecimento e gratidão com todos aqueles colegas que tornaram minha estadia no Fermilab mais agradável. Os amigos brasileiros com quem passei agradáveis horas em churrascos, festas, em Chicago ou apenas em agradáveis momentos de conversa. Aos queridos amigos estrangeiros. A todos os companheiros com quem jogava futebol semanalmente, mostrando-lhes um pouco da arte do futebol brasileiro!! Faltaria espaço para citá-los todos. Portanto, deixo registrado simplesmente o meu muito obrigado.

Ao Roberto Alves pela gentileza de escanear algumas figuras que ilustram a tese.

Aos companheiros da secretaria do LAFEX pela execução daquelas tarefas que, embora nem sempre devidamente valorizadas, são fundamentais para o bom desenvolvimento de nossas atividades. Ao Ricardo, em especial, pela amizade que se estendeu às mesas dos

bares e à boa música baiana e brasileira em geral. O meu muito obrigado a todos.

A todos os demais membros do LAFEX que não foram explicitamente citados mas que, de alguma forma, contribuíram para a efetivação desta tese. O meu sincero agradecimento a todos.

À Myriam Coutinho e todo o pessoal da Coordenação de Formação Científica, pela atenção dispensada a nós pós-graduandos.

Aos companheiros da Biblioteca.

Aos amigos do CBPF, cujos nomes não citarei - pois são muitos - mas que sabem qual importante foram suas contribuições ao tornar mais ameno o árduo trabalho de desenvolver uma tese de doutorado.

A todo o pessoal do “bar do Manoel”, que nos alimenta e ”atura”, a todos do CBPF. O atendimento sempre simpático e a paciência com as contas penduradas são uma marca deste bar.

À minha família, que por este longo período teve que se acostumar à um convívio pouco freqüente ao meu lado.

A Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico, pela bolsa concedida para a realização deste trabalho.

Ao *staff* do Fermilab, por proporcionar-me uma estadia tranqüila e agradável naquele local.

E, por fim, “agradeço ao povo brasileiro, Norte, Centro, Sul inteiro ...” como cantou o poeta.

# Índice

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Considerações sobre o Modelo Padrão da Física de Partículas Elementares e a Produção do Quark <math>b</math></b>	<b>10</b>
2.1	O Modelo Padrão . . . . .	11
2.1.1	Teoria das Interações Eletrofracas: Modelo de Glashow-Salam-Weinberg	11
2.1.2	Teoria das Interações Fortes: Cromodinâmica Quântica . . . . .	14
2.2	Considerações Teóricas sobre a Produção de Sabores Pesados . . . . .	19
2.3	Previsões sobre a Produção de Quarks $b$ no Tevatron . . . . .	26
<b>3</b>	<b>O Aparato Experimental</b>	<b>31</b>
3.1	Acelerando Prótons e Antiprótons . . . . .	32
3.2	O Detetor DØ . . . . .	37
3.2.1	O Detetor Central . . . . .	39
3.2.2	Os Calorímetros . . . . .	48
3.2.3	O Sistema de Múons . . . . .	52
<b>4</b>	<b>Sistema de Trigger e Aquisição de Dados</b>	<b>61</b>

4.1	O Sistema de Trigger do DØ . . . . .	61
4.2	O Sistema de Trigger de Múons . . . . .	66
4.2.1	WAMUS . . . . .	68
4.2.2	SAMUS . . . . .	74
4.3	Filtros de Múons (ou Trigger de Nível 2) . . . . .	77
4.4	Trigger Físico: O Trigger de Múons Inclusivo . . . . .	78
4.5	Luminosidade Integrada . . . . .	80
<b>5</b>	<b>Reconstrução dos Dados</b>	<b>83</b>
5.1	Determinação de Vértices . . . . .	84
5.2	Reconstrução de Trajetórias nos Detetores Centrais . . . . .	85
5.3	Reconstrução de Múons . . . . .	85
5.4	Reconstrução de Jatos . . . . .	89
<b>6</b>	<b>Simulação de Eventos e do Detetor</b>	<b>91</b>
6.1	O Gerador de Eventos ISAJET . . . . .	92
6.1.1	Espalhamento Inelástico . . . . .	93
6.1.2	Correções Radiativas . . . . .	94
6.1.3	Hadronização . . . . .	95
6.1.4	Jatos do Feixe . . . . .	96
6.2	Simulação da Passagem de Partículas Através do Detetor . . . . .	97
6.3	O Programa MUSMEAR . . . . .	98
6.4	Simulação do Trigger . . . . .	100

6.5	Conjuntos de Eventos Simulados . . . . .	101
<b>7</b>	<b>Seleção de Múons</b>	<b>104</b>
7.1	Região Cinemática . . . . .	104
7.2	Cortes de Qualidade . . . . .	109
7.3	Confirmação no Calorímetro . . . . .	111
7.4	Extração de Cósicos com o uso dos Cintiladores . . . . .	112
<b>8</b>	<b>Eficiências</b>	<b>117</b>
8.1	Eficiência de Trigger . . . . .	119
8.2	Eficiências de Reconstrução e dos Cortes de Seleção de Múons . . . . .	121
8.3	Eficiência Final de Observação de Múons . . . . .	125
<b>9</b>	<b>Seção de Choque de Produção de Múons</b>	<b>129</b>
9.1	Resolução de Momentum e Seção de Choque Inclusiva de Produção de Múons	130
9.2	Composição do Espectro Inclusivo de Múons . . . . .	134
9.2.1	Sabores Leves . . . . .	136
9.2.2	Sabores Pesados . . . . .	137
9.2.3	Resultados . . . . .	138
9.3	Seção de Choque de Múons Provenientes do Quark <b>b</b> . . . . .	139
<b>10</b>	<b>Seção de Choque de Produção do Quark b</b>	<b>144</b>
10.1	Obtenção do Espectro de $p_T$ dos Quarks b . . . . .	145
10.2	Seção de Choque Integrada de Produção do Quark b a $\sqrt{s} = 630\text{GeV}$ . . .	147

10.3 Evolução de $\sigma^b$ com $\sqrt{s}$ . . . . .	150
<b>11 Conclusões</b>	<b>155</b>
<b>A Simulação do Espectro de Múons Vindos de Decaimentos de Píons e Káons no Detetor DØ</b>	<b>158</b>

# Lista de Figuras

1.1	Medidas da seção de choque de produção do quark $\mathbf{b}$ à energia de centro de massa de 1,8TeV com o detetor DØ, comparadas com a previsão de QCD em NLO. . . . .	7
2.1	Diagramas de Feynman de ordem $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ para produção de quarks pesados.	22
2.2	Alguns diagramas de Feynman de ordem $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$ para produção de quarks pesados. . . . .	24
2.3	Previsão de QCD em NLO para a seção de choque inclusiva de produção do quark $\mathbf{b}$ às energias de 630GeV e 1800GeV. . . . .	28
2.4	Previsão de QCD em NLO para a razão entre as seções de choque inclusiva de produção do quark $\mathbf{b}$ às energias de 630GeV e 1800GeV. . . . .	29
3.1	Vista esquemática do complexo de aceleradores no Fermilab. O último estágio, equipado com magnetos supercondutores, é o Tevatron. . . . .	33
3.2	Vista isométrica em corte do detetor DØ. . . . .	39
3.3	Vista em corte do detetor DØ e seus subsistemas. . . . .	40
3.4	Detetor Central. . . . .	41
3.5	Câmara de Vértice. . . . .	43

3.6	Detetor de Radiação de Transição. . . . .	44
3.7	Vista transversal de uma seção da Câmara de Arrasto Central. . . . .	46
3.8	Vista explodida de uma Câmara de Arrasto de Baixo Ângulo. . . . .	47
3.9	Vista isométrica do sistema de calorimetria. A estrutura dos calorímetros pode ser vista na seção em corte. . . . .	49
3.10	Vista em corte de um quadrante do calorímetro mostrando a segmentação em $\eta$ e $\phi$ . segmentos claros e escuros alternados indicam diferentes torres de leitura. . . . .	50
3.11	Vista explodida das câmaras de múons. . . . .	54
3.12	Número de comprimentos de interação em função de $\theta$ . . . . .	55
3.13	Vista transversal de uma câmara no WAMUS destacando a estrutura das células. . . . .	56
3.14	Estrutura de um plano catodo. O padrão “diamante” se repete ao longo da célula. . . . .	57
3.15	Relação entre distância de arrasto e tempo de arrasto. . . . .	58
3.16	Vista esquemática (a) dos planos de uma estação SAMUS e (b) do arranjo dos tubos proporcionais dentro deles. . . . .	60
4.1	Taxas típicas de transferência de dados entre os níveis do <i>trigger</i> e para fita magnética. . . . .	65
4.2	Diagrama do <i>trigger</i> de múons. . . . .	67
4.3	Estrutura em octantes das câmaras no CF. . . . .	69

4.4	Vista lateral em corte das câmaras do CF. Vê-se no topo a estrutura típica (3A+5B+5C) de um octante e em baixo um octante com cobertura parcial, conforme explicado no texto. As estruturas em linha tracejada e tracejada+pontilhada representam os magnetos e algumas câmaras do EF, respectivamente. . . . .	70
4.5	Formação e representação de centróides e grandes centróides em uma câmara da camada C. . . . .	71
4.6	Diagrama do <i>trigger</i> de nível 1 do SAMUS. . . . .	76
7.1	Distribuição na coordenada azimutal dos (a)candidatos a múon nos dados e (b) dos eventos de Monte Carlo. . . . .	106
7.2	Distribuição de tempo de passagem dos múons pelos cintiladores. SCINT $\approx$ 0 indica correlação com o cruzamento dos feixes. . . . .	107
7.3	Distribuição na coordenada $\eta$ dos candidatos a múon nos dados e dos eventos de Monte Carlo. . . . .	108
7.4	Deposição de energia no calorímetro de traços com (a) IFW4=0 ou 1 e (b) IFW4=2. . . . .	110
7.5	Distribuição do tempo de passagem dos múons pelos cintiladores. . . . .	113
7.6	(a) Distribuição de $p_T$ dos candidatos a múon antes e depois da subtração do <i>background</i> de raios cósmicos. (b) Razão cósmicos/(sinal + cósmicos). . . . .	114
8.1	Eficiências dos triggers de nível 1 e 2 em função de $p_T^\mu$ . . . . .	120

8.2	Comparação da eficiência do trigger de nível 1 obtida via Monte Carlo e via dados reais. . . . .	121
8.3	Eficiência de reconstrução obtida do Monte Carlo. . . . .	122
8.4	Eficiência dos cortes de seleção em função de $p_T^\mu$ . Em linha cheia vê-se a eficiência obtida do Monte Carlo e em linha tracejada a mesma eficiência após ser corrigida pelo fator $f_{ECAL1} * f_{HFRAC} * \varepsilon_{SCINT}$ . . . . .	125
8.5	Valor central e faixa de incerteza da eficiência final. . . . .	127
9.1	Deconvolução do espectro de <i>momentum</i> . A linha pontilhada representa o ajuste ao espectro observado de <i>momentum</i> e a tracejada representa o espectro corrigido pela resolução de <i>momentum</i> . . . . .	132
9.2	Fator de correção entre o espectro de <i>momentum</i> observado e o espectro real, e sua banda de incerteza. . . . .	133
9.3	Seção de choque de múons em função de $p_T^\mu$ (●) real e (○) medido. O ligeiro deslocamento em $p_T$ entre os símbolos claros e escuros é apenas para facilitar sua visualização . . . . .	135
9.4	Medida da seção de choque inclusiva de produção de múons comparada com a estimativa obtida via Monte Carlo. . . . .	137
9.5	Fração relativa de múons provenientes de quarks <b>b</b> . . . . .	140
9.6	Medida da seção de choque inclusiva de produção de múons provenientes de quarks <b>b</b> . As linhas pontilhadas representam os limites inferior e superior da previsão do ISAJET. . . . .	142

10.1	Processo de conversão do espectro de múons para o espectro de quarks <b>b</b> .	146
10.2	Seção de choque integrada de produção de quarks <b>b</b> vs. $p_T^{\min}$ às energias de centro de massa de 630GeV e 1,8TeV.	148
10.3	Seção de choque integrada de produção de quarks <b>b</b> em colisões $p\bar{p}$ a $\sqrt{s}=630\text{GeV}$ vs. $p_T^{\min}$ .	149
10.4	Razão entre as seções de choque medidas e as previsões de QCD em NLO.	152
10.5	Razão entre as seções de choque de produção do quark <b>b</b> às energias de centro de massa de 630GeV e 1,8TeV, em função de $p_T^{\min}$ .	153
A.1	Espectro de $p_T$ dos hádrons carregados gerados pelo Monte Carlo.	160
A.2	Razão entre o espectro gerado e o espectro observado de píons e káons carregados.	161
A.3	Espectro de múons provenientes de decaimentos de píons e káons no interior do DØ.	162

# Lista de Tabelas

1.1	Escala de massa dos quarks. . . . .	2
7.1	Fração de múons provenientes de raios cósmicos. . . . .	115
7.2	Cortes de seleção de múons. . . . .	116
8.1	Eficiência (em %) dos cortes de seleção de múons no CF. . . . .	124
8.2	Fatores de correção. . . . .	126
8.3	Eficiências em função de $p_T^\mu$ . . . . .	128
9.1	Erro sistemático em função de $p_T^\mu$ (valores em (%)). . . . .	141
9.2	Resumo dos valores de seção de choque de múons obtidos neste capítulo. .	143
10.1	Medidas da seção de choque de quarks <b>b</b> à energia de centro de massa de 630GeV. . . . .	150
10.2	Medidas da seção de choque de quarks <b>b</b> à energia de centro de massa de 1,8TeV [74]. Somente os cinco primeiros de um total de nove pontos são listados. . . . .	151
10.3	Razão entre as medidas da seção de choque de produção central ( $ y^b  < 1, 0$ ) de quarks <b>b</b> no detetor DØ às energias de centro de massa de 630GeV e 1800GeV. . . . .	154

- A.1 Parâmetros ajustados a  $E d^3\sigma/d^3p = Ap_0^n/(p_T + p_0)^n$ . Os campos marcados com (†) foram usados nas comparações. . . . . 159
- A.2 Estimativa da taxa de produção de múons através do decaimento semileptônico no interior do detetor DØ de píons e káons produzidos em colisões  $p\bar{p}$  a  $\sqrt{s} = 630\text{GeV}$ . . . . . 163

# Capítulo 1

## Introdução

A observação experimental no ano de 1974 do quark *charm* (**c**) [1], teoricamente proposto em 1971 [2]<sup>1</sup>, representou o início de uma nova era no estudo das partículas elementares; a dos quarks pesados, quarks com massa superior à do próton (1GeV). À descoberta do quark **c** seguiu-se a descoberta do quark *bottom* (**b**) [3] em 1977, e mais recentemente em 1995 a observação do quark *top* (**t**) [4, 5], longa e convictamente buscado pelos físicos experimentais.

Ao contrário do que ocorre com os hoje chamados quarks leves (**u**, **d** e **s**), cujas massas têm a mesma magnitude, os quarks pesados possuem massas bastante distintas e que se distribuem ao longo de duas ordens de grandeza, sem obedecer, aparentemente, a qualquer padrão, conforme pode ser observado na tabela 1.1.

Devido às diferentes escalas de massa, cada um dos quarks pesados se constitui em um “laboratório” para o estudo de certos problemas específicos, como por exemplo *mixing* e violação de CP nos mésons *B* e testes do poder preditivo da Cromodinâmica Quântica

---

<sup>1</sup>A existência do quark **c** foi postulada como condição necessária para explicar, através de um mecanismo que ficaria conhecido como mecanismo de GIM (sigla com a primeira letra do nome de cada um dos autores), a enorme supressão observada em alguns decaimentos dos mésons K, como por exemplo  $K^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ . Hoje em dia esta supressão é compreendida em termos da proibição em primeira ordem de troca de sabor através de correntes fracas neutras.

Quark	Massa (GeV)
<b>d</b>	0,1
<b>u</b>	0,1
<b>s</b>	0,45
<b>c</b>	1,5
<b>b</b>	4,5
<b>t</b>	175

Tabela 1.1: Escala de massa dos quarks.

(QCD) sobre a produção dos quarks **b** e, principalmente, do quark **t**. De fato, por causa de suas massas elevadas, espera-se que vários fenômenos envolvendo os quarks pesados possam ser adequadamente calculados usando-se a teoria perturbativa de QCD, o que faz deles e das partículas por eles formadas sistemas ideais para o estudo e teste desta teoria das interações fortes.

Dentre os quarks pesados, o quark **c** é o mais simples de ser estudado. Isto se deve a três fatores: menor massa e, conseqüentemente, menor limiar de energia para sua produção; seção de choque de produção significativamente maior que a dos outros quarks pesados; maior facilidade de identificação e reconstrução das partículas charmosas em meio aos produtos das reações.

O quark **c**, ou melhor dizendo, as partículas que contêm este quark, têm sido amplamente estudadas em experiências com alvo fixo no decorrer de mais de duas décadas, tendo o grupo do LAFEX/CBPF participado ativamente de algumas das experiências realizadas no Fermilab ao longo dos últimos dez anos. A introdução de detetores de estado sólido com microtrilhas de silício nos anos 80 foi determinante para o grande progresso e sucesso destes estudos, ao possibilitar a localização dos vértices de produção (primário) e

de decaimento (secundário) das partículas charmosas. Estes vértices se encontram separados por distâncias típicas da ordem de alguns milímetros a uns poucos centímetros, que não podem ser adequadamente resolvidas apenas com o uso dos detetores convencionais de fios.

Apesar de descoberto menos de três anos após o quark **c**, o quark **b** teve que esperar até o advento dos colisores de partículas e anti-partículas na década de 80 para poder ser adequada e detalhadamente estudado. Sua massa elevada dificulta sobremaneira seu estudo em experimentos com alvo fixo pois a energia de  $\sim 10\text{GeV}$  necessária à produção de um par  $\mathbf{b}\bar{\mathbf{b}}$  é comparável ao valor da energia de centro de massa da interação entre as partículas do feixe e do alvo - tipicamente 30 a 40GeV. Sob tais condições, a seção de choque de produção do quark **b** é extremamente pequena. Além disso, nestes experimentos o  $\mathbf{b}/\bar{\mathbf{b}}$  é produzido predominantemente a baixos ângulos em relação à direção do feixe incidente ( $p_z \gg p_T$ ) - também em consequência do valor de sua massa -, o que dificulta sua observação. Uma dificuldade adicional no estudo do quark **b** é o *background* charmoso subjacente, que apresenta características semelhantes às dos próprios quarks **b**. No caso do quark **c** os eventos que compõem o *background* não são tão semelhantes aos eventos de interesse. Os quarks **c** e **b** fragmentam-se de forma semelhante, com os mésons por eles formados carregando grande parte do *momentum* longitudinal (mais de 50%, em geral) do quark original. Já os mésons formados pela fragmentação de quarks leves carregam tipicamente uma fração pequena (quase sempre menor que 50%) do *momentum* dos quarks ascendentes.

O quark **t**, embora tenha desfrutado por duas décadas de inabalável crença em sua

existência, representou um enorme desafio experimental, devido à sua inusitadamente elevada massa de  $174,1 \pm 5,4 \text{ GeV}$  [6] e “picoscópica” seção de choque de produção <sup>2</sup>. Vários experimentos o buscaram sem sucesso ao longo dos anos. Cada novo experimento, contudo, estabelecia novo limite para sua massa, guiando as buscas dos experimentos seguintes. Enfim, a operação do Tevatron [7] à energia de centro de massa ( $\sqrt{s}$ ) de  $1,8 \text{ TeV}$  e com elevada luminosidade ( $> 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ), proporcionou as condições necessárias à sua observação. Após alguns anos de coleta de dados, correspondentes a cerca de  $200 \text{ pb}^{-1}$  de luminosidade integrada conjunta, os experimentos CDF [8] e DØ [9] puderam finalmente anunciar ao mundo a descoberta do sexto e último quark previsto pelo Modelo Padrão Mínimo. Algumas de suas propriedades como massa e seção de choque já puderam ser razoavelmente bem estabelecidas mas, devido à limitada estatística disponível, muitas outras ainda aguardam ser determinadas. O próximo período de operação do Tevatron com energia de centro de massa ligeiramente superior e luminosidade instantânea cerca de 100 vezes maior, previsto para se iniciar no ano de 1999, permitirá às colaborações CDF e DØ determinar mais algumas destas propriedades e melhorar significativamente as medidas atuais.

\* \* \*

Esta tese versa sobre um aspecto de um dos quarks pesados acima mencionados: a produção do quark **b**. Assim, após esta breve apresentação dos aspectos mais importantes relacionados a cada um dos quarks pesados, voltemos novamente nossa atenção para o quark **b**.

---

<sup>2</sup>As médias das medidas feitas em diversos canais pelas colaborações CDF e DØ fornecem os seguintes valores, respectivamente, para a seção de choque de produção do quark *top* [6]:  $7,6_{-1,5}^{+1,8} \text{ pb}$  e  $5,5 \pm 1,8 \text{ pb}$ .

O estudo do quark  $\mathbf{b}$  em colisores  $p\bar{p}$  teve início com a colaboração UA1 [10] em 1982 no CERN, operando no acelerador Sp $\bar{p}$ S, que começara a funcionar em 1981 a  $\sqrt{s} = 540\text{GeV}$ . Posteriormente sua energia de operação foi elevada para  $\sqrt{s} = 630\text{GeV}$ . Esta colaboração desenvolveu um extenso e extremamente bem sucedido programa de estudo em física do quark  $\mathbf{b}$ , entre outros tópicos. As referências em [11] sintetizam sua significativa contribuição para o entendimento de vários aspectos da física do  $\mathbf{b}$ .

Com o início da operação do acelerador Tevatron no Fermilab no ano de 1987 abriram-se novas perspectivas ao estudo do quark  $\mathbf{b}$  (e evidentemente de outros muitos tópicos de física, tais quais estudos da física do *charm*, busca do quark *top* - e outros estados de massa elevada -, estudo das propriedades dos bósons vetoriais  $W$  e  $Z$  e procura por partículas supersimétricas, entre outros). Desde então as colaborações CDF e DØ vêm desenvolvendo um programa de física do  $\mathbf{b}$  semelhante ao desenvolvido pela UA1. Um panorama dos resultados obtidos por essas colaborações pode ser encontrado nas referências listadas em [12].

No que diz respeito à produção, ambos experimentos efetuaram uma série de medidas, através de diferentes canais e em diferentes regiões cinemáticas, da seção de choque de produção do quark  $\mathbf{b}$  a  $\sqrt{s} = 1,8\text{TeV}$ . O objetivo destas medidas é testar as previsões de QCD para a produção de sabores pesados. Todos os resultados obtidos até o presente momento encontram-se sistematicamente acima do valor central das previsões de QCD em *next-to-leading-order* (NLO) [13, 14, 15]<sup>3</sup>, apesar destas descreverem bastante bem a forma do espectro de *momentum* transverso medido. Este mesmo comportamento já

---

<sup>3</sup>Estas previsões serão discutidas no capítulo 2.

havia sido observado anteriormente também a  $\sqrt{s} = 630\text{GeV}$  pela colaboração UA1. Tais resultados sugerem que as contribuições de QCD em ordem superior a NLO devem ser significativas e talvez precisem ser estimadas a fim de proporcionar uma boa descrição do processo de produção dos quarks. Como ilustração apresentamos na figura 1.1 uma compilação dos resultados obtidos pela colaboração DØ sobre a produção central ( $|y^b| < 1, 0$ ) do quark **b** [16, 17, 18, 19, 20]. A curva em linha contínua é o valor central da previsão de QCD em NLO e as curvas em linha tracejada representam as incertezas teóricas provenientes da variação dos parâmetros relevantes. A obtenção destas previsões será discutida no capítulo 2.

A operação extraordinária do Tevatron a  $\sqrt{s} = 630\text{GeV}$  entre dezembro de 1995 e janeiro de 1996 - período chamado de *Run 1C* - proporcionou-nos a oportunidade de efetuar a medida da seção de choque de produção do quark **b** também a essa energia, possibilitando a comparação das medidas feitas com o mesmo aparato experimental às energias de centro de massa de  $630\text{GeV}$  e  $1800\text{GeV}$ .

E é justamente este o tema desta tese. Utilizando uma amostra de dados coletados com o detetor DØ [9] em um breve período de duas semanas no mês de dezembro de 1995, nós efetuamos a medida da seção de choque inclusiva de produção de múons em colisões  $p\bar{p}$  à energia de centro de massa de  $630\text{GeV}$  e a seguir usamos esta medida para inferir a seção de choque de produção do quark **b**. A medida da seção de choque de múons é feita com múons detetados na região central do detetor com pseudo-rapidez  $|\eta| < 0,8$  e *momentum* transversa dentro do intervalo  $4\text{GeV}/c < p_{\text{T}}^{\mu} < 12\text{GeV}/c$ . Já a seção de choque do quark **b** é obtida para dois intervalos de rapidez:  $|y^b| < 1,0$  e  $|y^b| < 1,5$ . A

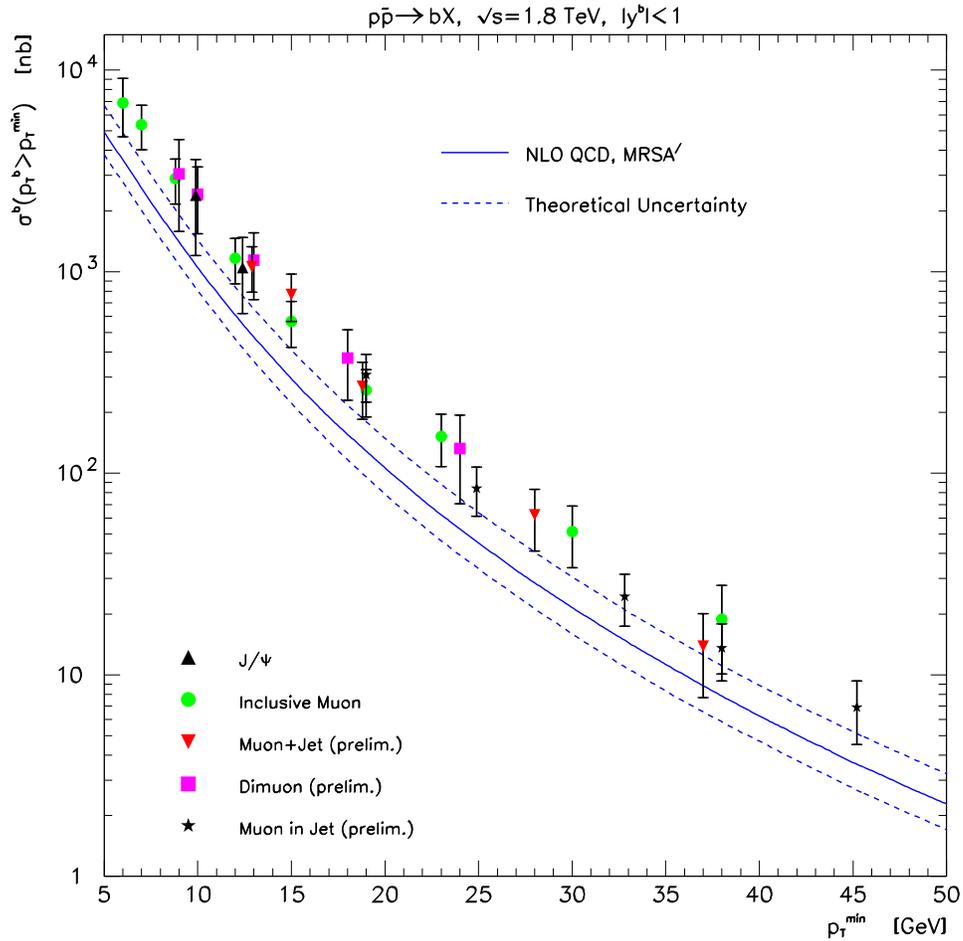


Figura 1.1: Medidas da seção de choque de produção do quark  $b$  à energia de centro de massa de 1,8TeV com o detector DØ, comparadas com a previsão de QCD em NLO.

primeira medida compreende a mesma região de rapidez das medidas feitas anteriormente pelo DØ, enquanto que a segunda é feita com o objetivo de ser comparada com medidas obtidas pela UA1, e portanto, dentro da mesma região de rapidez que estas.

A estrutura da tese é a que descrevemos a seguir.

No capítulo 2 apresentamos ao leitor as principais características do Modelo Padrão da física de partículas elementares e discutimos os principais aspectos da teoria de produção

de quarks pesados, incluindo uma seção com previsões sobre a produção do quark **b** nas condições de operação do Tevatron. Na seção dedicada ao Modelo Padrão priorizou-se a discussão da Cromodinâmica Quântica.

O complexo de aceleradores do Fermilab, usualmente referido como Tevatron, é descrito no capítulo 3, juntamente com o espectrômetro DØ e seus subsistemas. Dentre estes, o sistema de múons é descrito com mais detalhes, devido à sua vital importância para este trabalho.

O sistema de *trigger* e aquisição de dados do experimento é descrito a seguir no capítulo 4. À semelhança do capítulo anterior, também aqui a descrição do trigger de múons é priorizada. Não somente por ter sido fundamental para a coleta da amostra de dados usada nesta análise mas, também, porque foi a parte do experimento à qual dediquei a maior parte dos meus esforços (a exemplo de outros colegas do grupo do LAFEX/CBPF) durante minha estadia no Fermilab. De fato, o sistema de *trigger* de múons de nível 1 esteve sob minha total responsabilidade por cerca de um ano.

Nos dois capítulos seguintes são descritas, respectivamente, a reconstrução dos dados coletados pelo espectrômetro e a simulação de eventos de Monte Carlo para estudos de eficiência e performance dos detetores.

Os demais capítulos são dedicados à descrição da análise dos dados. No capítulo 7 discutimos a seleção de múons em meio à amostra coletada pelo *trigger*. A estimativa da eficiência de observação de múons que satisfaçam os critérios de seleção estabelecidos no capítulo anterior é obtida a seguir, no capítulo 8. O capítulo seguinte é dedicado à obtenção da seção de choque de produção de múons, tanto a inclusiva quanto a estimada

como sendo proveniente do quark **b**. No capítulo 10 utilizamos um método baseado no uso de eventos simulados para inferir a partir da medida da seção de choque de múons provenientes do quark **b** a seção de choque de produção do próprio **b**. Esta medida é comparada com medidas similares existentes e confrontada com as previsões de QCD em NLO. Finalizamos este capítulo obtendo a razão entre a nossa medida e uma medida similar feita com o mesmo aparato à energia de centro de massa de 1,8TeV. Esta medida da razão entre a seção de choque a diferentes energias de centro de massa é de particular importância pois sua previsão teórica pode ser feita com muito mais precisão que as estimativas da própria seção de choque.

Concluimos a tese examinando no capítulo 11 os resultados obtidos, suas conseqüências e limitações e, finalmente, as perspectivas futuras.

## Capítulo 2

# Considerações sobre o Modelo Padrão da Física de Partículas Elementares e a Produção do Quark $b$

Este capítulo é dedicado à apresentação dos aspectos teóricos mais relevantes para este trabalho.

O Modelo Padrão da física de partículas é descrito na seção 2.1. Sua descrição é sucinta, focalizando as principais características da teoria das interações eletrofracas de Glashow-Salam-Weinberg e um pouco mais detalhadamente a teoria das interações fortes, a Cromodinâmica Quântica (QCD).

Nas seções seguintes nos concentramos na descrição da produção via QCD de quarks pesados, em particular do quark  $b$ . As considerações gerais são feitas na seção 2.2 e as previsões sobre as taxas de produção de quarks  $b$  nas condições de operação do Tevatron são apresentadas a seguir, na seção 2.3.

## 2.1 O Modelo Padrão

Nosso conhecimento sobre os componentes fundamentais da matéria, as partículas elementares, e as interações que ocorrem entre elas é melhor descrito presentemente pelo Modelo Padrão. O Modelo Padrão é o resultado da reunião da teoria de Glashow-Salam-Weinberg que descreve unificadamente as interações eletromagnética e fraca com a Cromodinâmica Quântica que descreve a interação forte.

Nesta seção descrevemos os principais aspectos de ambas teorias, com maior ênfase sendo dispensada à Cromodinâmica Quântica, de fundamental importância para a compreensão deste trabalho.

### 2.1.1 Teoria das Interações Eletrofracas: Modelo de Glashow-Salam-Weinberg

O modelo de Glashow-Weinberg-Salam [21], unifica as interações fraca e eletromagnética numa estrutura de grupo  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ , em que os férmions fundamentais (quarks e léptons) de helicidade <sup>1</sup> negativa (*left-handed*) são representados por dubletos de  $SU(2)$

$$\begin{pmatrix} f \\ f' \end{pmatrix}_L$$

e os de helicidade positiva (*right-handed*) por singletos

$$(f)_R .$$

Os férmions conhecidos são agrupados em três famílias de léptons ( $e, \nu_e; \mu, \nu_\mu; \tau, \nu_\tau$ ) e três famílias de quarks ( $\mathbf{d}, \mathbf{u}; \mathbf{s}, \mathbf{c}; \mathbf{b}, \mathbf{t}$ ). Destas partículas somente o neutrino do tau

---

<sup>1</sup>A helicidade é a projeção do spin  $\sigma$  da partícula na direção de seu *momentum*  $p$ :  $\sigma \cdot \hat{p}$ .

$\nu_\tau$  ainda não foi diretamente observado. O quark *top* ( $\mathbf{t}$ ), longamente procurado, foi recentemente observado pelas colaborações CDF e DØ no Fermilab [4, 5]. Enquanto as partículas massivas se manifestam na Natureza com ambas as helicidades, os neutrinos, por possuírem massa e carga nulas, somente interagem através de sua componente de helicidade negativa e, portanto, só são representados nos dubletos. Assim, este modelo estabelece uma simetria parcial entre quarks ( $q$ ) e léptons ( $\ell$ ):

$$\begin{pmatrix} \mathbf{u} \\ \mathbf{d}' \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \mathbf{c} \\ \mathbf{s}' \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \mathbf{t} \\ \mathbf{b}' \end{pmatrix}_L \quad (\mathbf{u})_R \quad (\mathbf{d})_R \quad (\mathbf{c})_R \quad (\mathbf{s})_R \quad (\mathbf{t})_R \quad (\mathbf{b})_R$$

$$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}_L \quad (e)_R \quad (\mu)_R \quad (\tau)_R.$$

Nos dubletos, os quarks de carga elétrica  $Q=-1/3$  ( $\mathbf{d}, \mathbf{s}, \mathbf{b}$ ) são representados por auto-estados  $q'$  da interação fraca, que são combinações lineares  $q'_i = U_{ij}q_j$  dos auto-estados  $q$  de massa. Os coeficientes  $U_{ij}$  são os elementos da matriz unitária de Cabibbo-Kobaiashi-Maskawa [22]

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} U_{\mathbf{ud}} & U_{\mathbf{us}} & U_{\mathbf{ub}} \\ U_{\mathbf{cd}} & U_{\mathbf{cs}} & U_{\mathbf{cb}} \\ U_{\mathbf{td}} & U_{\mathbf{ts}} & U_{\mathbf{tb}} \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

e descrevem a intensidade de acoplamento entre os quarks de carga  $Q=-1/3$  e os de carga  $Q=2/3$  nos dubletos.

A estrutura de correntes deste modelo é a que descrevemos a seguir. Há três correntes fracas  $\mathcal{J}_\mu^+$ ,  $\mathcal{J}_\mu^-$  e  $\mathcal{J}_\mu^0$ , que atuam somente sobre os dubletos de férmions de helicidade negativa e que são representadas com o uso das matrizes de Pauli, geradoras do grupo de simetria SU(2):

$$\mathcal{J}_\mu^\pm = \bar{\chi}_L \gamma_\mu \tau^\pm \chi_L \quad \tau^\pm = \frac{1}{2}(\tau^1 \pm i\tau^2) \quad (2.2)$$

$$\mathcal{J}_\mu^0 = \bar{\chi}_L \gamma_\mu \tau^0 \chi_L . \quad \tau^0 = \tau^3 . \quad (2.3)$$

Há ainda, uma corrente neutra

$$\mathcal{J}_\mu^Y = \bar{\psi} \gamma_\mu Y \psi , \quad (2.4)$$

em que Y, chamado hipercarga, é o gerador de um grupo de simetria  $U(1)_Y$ . Esta corrente  $\mathcal{J}_\mu^Y$ , atua sobre férmions de ambas helicidades, aqui representados genericamente por  $\psi$ .

As correntes  $\mathcal{J}_\mu^\pm$ , correspondem exatamente àquelas observadas nos decaimentos fracos por correntes carregadas. Entretanto, nem a corrente  $\mathcal{J}_\mu^0$ , nem a corrente  $\mathcal{J}_\mu^Y$ , são de fato observadas na Natureza mas sim, duas outras correntes, também neutras: a corrente eletromagnética  $\mathcal{J}_\mu^{em}$  e uma corrente fraca  $\mathcal{J}_\mu^{NC}$ . Esta corrente  $\mathcal{J}_\mu^{NC}$  se acopla com férmions de ambas helicidades, ao contrário de  $\mathcal{J}_\mu^0$ , que somente atua sobre férmions de helicidade negativa. As correntes  $\mathcal{J}_\mu^{em}$  e  $\mathcal{J}_\mu^{NC}$ , podem ser representadas pelas correntes fundamentais  $\mathcal{J}_\mu^0$  e  $\mathcal{J}_\mu^Y$ , através das relações

$$\mathcal{J}_\mu^{em} \equiv \mathcal{J}_\mu^0 + \frac{1}{2} \mathcal{J}_\mu^Y \quad (2.5)$$

$$\mathcal{J}_\mu^{NC} \equiv (1 - \sin^2 \theta_W) \mathcal{J}_\mu^0 - \frac{1}{2} \sin^2 \theta_W \mathcal{J}_\mu^Y , \quad (2.6)$$

em que  $\theta_W$  é conhecido como ângulo de Weinberg. Este ângulo pode ser interpretado como uma medida do “grau de mistura” entre  $\mathcal{J}_\mu^0$  e  $\mathcal{J}_\mu^Y$ , presente em  $\mathcal{J}_\mu^{NC}$ .

As correntes acima descritas se acoplam a quatro bósons vetoriais, mediadores da interação eletrofraca. O fóton  $\gamma$  é o mediador da interação eletromagnética enquanto o tripleto de bósons massivos  $W^+$ ,  $W^-$  e  $Z^0$ , observados no início dos anos 80, são os mediadores das interações fracas. Não nos estenderemos mais na descrição do Modelo

Padrão das interações eletrofracas. As demais características deste modelo fogem ao propósito deste trabalho e são minuciosamente abordadas em vários textos [23, 24, 25].

### 2.1.2 Teoria das Interações Fortes: Cromodinâmica Quântica

A Cromodinâmica Quântica (QCD) é uma teoria de gauge não-abeliana para as interações fortes. É uma teoria construída com simetria exata  $SU(3)$  em que bósons vetoriais sem massa, chamados glúons, são os mediadores das interações entre partículas que carregam número quântico (ou carga) de cor. Os quarks e os próprios glúons são as partículas que carregam tal carga. Os hádrons são estados ligados  $(q\bar{q}, qqq, \bar{q}\bar{q}\bar{q})$  de quarks e/ou antiquarks com carga líquida de cor nula, isto é, são singletos de cor.

A QCD foi construída à semelhança da Eletrodinâmica Quântica (QED), teoria que descreve com notável acerto os fenômenos relacionados com as interações entre fótons e elétrons e demais partículas eletricamente carregadas. Há, contudo, uma diferença fundamental entre ambas. Enquanto o fóton, mediador da interação eletromagnética, é eletricamente neutro, os glúons mediadores da interação forte são eles próprios portadores de cor. Os glúons podem, portanto, acoplar-se uns aos outros, o que não acontece com os fótons. Esta propriedade dos glúons de carregarem cor tem, como veremos adiante, profundas conseqüências para a natureza da interação, implicando em que quarks e glúons não sejam observados livremente na natureza, mas somente em estados ligados neutros, os hádrons.

A indicação experimental da existência da carga cor é indireta. Como mencionado acima, os quarks e glúons, partículas que carregam cargas líquidas de cor, não são observados livremente na natureza. Além disso, como a simetria de cor é supostamente exata,

estados com diferentes cores são equivalentes e não podem ser resolvidos através de algum tipo de espectroscopia. A principal evidência da carga cor provém de medidas como a da razão entre as seções de choque de produção de hádrons e léptons:

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \text{hádrons})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} . \quad (2.7)$$

Esta razão pode ser estimada através de um cálculo simples (ver, por exemplo, seção 11.1 da referência [23]) e depende do número de quarks  $q$  de estado final acessíveis a uma dada energia de centro de massa da reação. A análise dos dados experimentais indica a necessidade de se introduzir um fator, ou grau de liberdade adicional, igual a 3 para que o valor calculado e medido concordem. Tal fator é atribuído ao número de diferentes cores em que um quark com determinado sabor pode se apresentar.

Se a principal evidência para a existência dos quarks vem da espectroscopia dos hádrons, as indicações da existência dos glúons são mais sutis. A primeira delas veio da investigação de nucleons (prótons e nêutrons) com feixes de elétrons e neutrinos de altas energias, técnica conhecida como espalhamento profundamente inelástico. A análise de experiências feitas utilizando-se esta técnica mostrou que somente cerca de 50% do *momentum* total dos nucleons pode ser atribuído aos quarks em seu interior. Os restantes 50% devem ser associados a constituintes que não estão sujeitos às interações eletromagnética e fraca, presumivelmente glúons. Outra importante evidência provém da observação de eventos contendo três jatos produzidos em colisões  $e^+e^-$ . A produção de três jatos hadrônicos a partir da aniquilação de elétrons e pósitrons é interpretada como devida à emissão de um glúon por um dos quarks produzidos na reação

$$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g \quad , \quad (2.8)$$

e subsequente hadronização dos três pártons.

A intensidade da interação forte é determinada pela constante de acoplamento  $\alpha_s$ , cujo valor depende, como em outras teorias de campo, da escala de energia envolvida. Na desintegração de estados hadrônicos (ex.:  $\Delta \rightarrow p\pi$ ), por exemplo, seu valor é  $\alpha_s \sim \mathcal{O}(1)$ . A evolução de  $\alpha_s$  com a energia é oposta à da constante de acoplamento eletromagnético  $\alpha$ . A constante  $\alpha$  é definida experimentalmente para pequenas transferências de *momentum* ( $\Delta Q \rightarrow 0$ ), correspondentes a grandes distâncias ( $\Delta r$ ) entre a carga de prova e o alvo. Nestas condições seu valor é  $\alpha = 1/137$ . Contudo, à medida em que há maiores transferências de *momentum* entre a carga de prova e o alvo, mais intenso se torna o acoplamento entre ambos, ou seja, maior se torna  $\alpha$ . Já com a constante de acoplamento das interações fortes acontece o contrário. O valor de  $\alpha_s$  torna-se menor à medida em que a carga de prova (neste caso uma carga de cor) se aproxima do alvo (regime de grande *momentum* transferido  $\Delta Q \rightarrow \infty$ ) e maior à medida em que as cargas se afastam. É justamente esta característica que impede a existência de cargas de cor livres e, portanto, a observação de quarks livres na natureza, já que  $\alpha_s \rightarrow \infty$  quando  $\Delta r \rightarrow \infty$ . Esta propriedade é conhecida como confinamento. Por outro lado, no regime de grandes transferências de *momentum* a constante  $\alpha_s$  torna-se pequena e os pártons no interior do nucleon se comportam como partículas localmente livres. Tal propriedade, chamada de liberdade assintótica, é fundamental para o tratamento matemático e elaboração de previsões sobre as interações entre os hádrons. Nos próximos parágrafos usamos a teoria perturbativa na região em que  $\alpha_s < 1$  para esboçar algumas previsões e extrair algumas conclusões a respeito da constante de acoplamento.

Ao contrário do que ocorre na QED, não há em QCD uma escolha natural de escala de energia para a definição de  $\alpha_s$  (em QED  $\alpha \rightarrow 1/137$  quando  $\Delta Q \rightarrow 0$ , como visto acima). No entanto, por razões práticas,  $\alpha_s$  deve ser definida para algum valor fixo de energia  $\mu$  (ponto de renormalização). Seu valor pode então ser calculado para outro valor de energia  $Q$  através da equação do grupo de renormalização

$$\frac{\partial \alpha_s(\mu)}{\partial \ln(\mu^2)} = \beta(\alpha_s(\mu)) = -b\alpha_s^2(\mu)[1 + b'\alpha_s(\mu) + \mathcal{O}(\alpha_s^2)] \quad , \quad (2.9)$$

onde  $b$  e  $b'$  são coeficientes calculados em função do número de cores  $N_c$  ( $= 3$  no caso do SU(3)) e do número de sabores  $N_f$  tais que  $m_f < \mu$ :

$$b = \frac{(11N_c - 2N_f)}{12\pi} = \frac{(33 - 2N_f)}{12\pi} \quad \text{e} \quad (2.10)$$

$$b' = \frac{(51N_c - 19N_f)}{2\pi(11N_c - 2N_f)} = \frac{(153 - 19N_f)}{2\pi(33 - 2N_f)} \quad . \quad (2.11)$$

Nestas expressões os termos envolvendo  $N_f$  e  $N_c$  são relacionados com a polarização do vácuo devida a *loops* de quarks e glúons, respectivamente.

Em ordem mais baixa ( $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ , abreviadamente LO do termo em inglês *leading order*)  $\alpha_s$  é dada por

$$\alpha_s^{LO}(Q) = \frac{\alpha_s(\mu)}{1 + b\alpha_s(\mu) \ln(Q^2/\mu^2)} \quad , \quad (2.12)$$

em que  $\alpha_s(\mu)$  é o valor da constante determinado para um valor fixo de energia  $\mu$  e  $\alpha_s^{LO}(Q)$  seu valor evoluído para uma nova escala de energia  $Q$ . Esta expressão é elucidativa, mostrando que o comportamento de  $\alpha_s$  em função da energia depende exclusivamente do sinal do coeficiente  $b$ : se  $b < 0$  então  $\alpha_s$  tem dependência direta com a energia, aumentando quando  $Q$  aumenta; se  $b > 0$  então a dependência de  $\alpha_s$  com a energia é

inversa, diminuindo quando  $Q$  aumenta. E é justamente esta segunda opção que se aplica em QCD: assumindo-se um número máximo de seis sabores acessíveis ( $m_f < Q$ ) vemos que  $b$ , dado pela equação 2.10, é sempre positivo, não importando a escala de energia.

A equação 2.12 é uma aproximação que produz bons resultados para valores de energia da ordem de  $\mu$ . Obviamente, se quisermos obter previsões mais precisas ou evoluir  $\alpha_s$  para valores de  $Q$  muito diferentes de  $\mu$ , temos então que incluir termos de ordem superior, como o termo proporcional a  $b'$  na expressão 2.9. Isto, contudo, não altera qualitativamente o comportamento de  $\alpha_s$  com a energia.

A escolha do ponto de renormalização é arbitrária. Se escolhermos outro valor  $\bar{\mu}$ , os valores de  $\alpha_s$  em ambas as energias estarão correlacionados pela equação

$$\frac{1}{\alpha_s(\bar{\mu})} + b \ln(Q^2/\bar{\mu}^2) = \frac{1}{\alpha_s(\mu)} + b \ln(Q^2/\mu^2) . \quad (2.13)$$

Dessa forma podemos dizer que nem  $\alpha_s(\mu)$  nem  $\mu$  são parâmetros fundamentais da teoria, mas ao invés, introduzir um novo parâmetro  $\Lambda$ , denominado *escala de energia da QCD*, definido como:

$$\ln(\Lambda^2) = -\frac{1}{b\alpha_s(\mu)} + \ln(\mu^2) . \quad (2.14)$$

Em função de  $\Lambda$ , a expressão para  $\alpha_s^{LO}(Q)$  torna-se

$$\alpha_s^{LO}(Q) = \frac{1}{b \ln(Q^2/\Lambda^2)} . \quad (2.15)$$

O parâmetro  $\Lambda$  deve ser determinado experimentalmente. Seu valor no entanto depende do esquema de renormalização escolhido e do número de sabores relevantes na escala de energia em questão. É usual indicar-se ambos através de índices, superescrito para o

número de sabores e subscrito para o esquema de renormalização. O valor indicado na referência [26] para  $\Lambda_{\overline{MS}}^5$  é

$$\Lambda_{\overline{MS}}^5 = 209_{-33}^{+39} \text{ MeV} \quad , \quad (2.16)$$

em que o esquema mínimo de subtração modificado ( $\overline{MS}$ ) foi usado e em uma região de energia em que 5 quarks (**u**, **d**, **s**, **c** e **b**) contribuem para os diagramas envolvidos no cálculo de  $\alpha_s$ . O valor acima é uma média obtida da análise de vários processos físicos, como espalhamento inelástico, decaimento do  $\tau$  e produção de jatos, entre outros.

Encerrando esta discussão sobre a constante de acoplamento forte transcrevemos abaixo a expressão para  $\alpha_s(Q)$  em  $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$  (abreviadamente NLO do termo em inglês *next-to-leading order*) que se obtém ao resolver a equação 2.9:

$$\alpha_s^{NLO}(Q) = \frac{1}{b \ln(Q^2/\Lambda^2)} \left[ 1 - \frac{b'}{b} \frac{\ln \ln(Q^2/\Lambda^2)}{\ln(Q^2/\Lambda^2)} \right] \quad . \quad (2.17)$$

As previsões obtidas na seção 2.3 são calculadas em  $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$ , utilizando portanto a fórmula acima para  $\alpha_s(Q)$ .

## 2.2 Considerações Teóricas sobre a Produção de Sabores Pesados

A produção de quarks pesados em colisões a altas energias entre hádrons ocorre essencialmente através da interação forte entre os pártons que os compõem. Nesta escala de energia,  $\alpha_s$  é pequena e os pártons no interior dos nucleons se comportam localmente como partículas livres, isto é, em regime de liberdade assintótica. Sob estas condições, a teoria de QCD perturbativa pode ser usada para o cálculo da seção de choque de produção dos

quarks pesados, principalmente **b** e **t**. As previsões para o quark **c** devem ser consideradas apenas como aproximações. Sua massa é muito próxima da escala de energia em que  $\alpha_s \rightarrow 1$ , no limite de aplicabilidade, portanto, da teoria perturbativa.

No limite  $\alpha_s < 1$  a seção de choque de produção do quark pesado  $Q$  na colisão entre dois hádrons A e B é dada pela expressão

$$\sigma^Q(s) = \sum_{ij} \int dx_i dx_j \hat{\sigma}_{ij}^Q(\hat{s}, \mu, \Lambda) F_i^A(x_i, \mu) F_j^B(x_j, \mu) . \quad (2.18)$$

$F_i^A$  e  $F_j^B$  são as funções de densidade de pártons, que descrevem a densidade dos pártons  $i$  e  $j$ , com respectivas frações de *momentum*  $x_i p_A$  e  $x_j p_B$ , nos hádrons A e B.  $\hat{\sigma}_{ij}^Q$  é a seção de choque fundamental (ou seção de choque partônica) de produção do quark  $Q$  a partir da interação entre os pártons  $i$  e  $j$ , com energia de centro de massa dos pártons  $\sqrt{\hat{s}}$  dada pela equação

$$\hat{s} = x_i x_j s = x_i x_j (p_A + p_B)^2 . \quad (2.19)$$

A equação 2.18 fundamenta-se na hipótese de que a tais energias os pártons no interior dos nucleons se comportam como partículas quase livres que não interagem entre si (aproximação adiabática) e que, portanto, a interação entre dois nucleons ocorre de fato através da interação entre um párton de cada um dos nucleons. A probabilidade de ocorrência da interação entre os nucleons produzindo um determinado estado final - neste caso o quark  $Q$  - pode então ser decomposta, ou fatorizada, em termos das probabilidades de interação entre pares de pártons, produzindo tal estado final.

O cálculo da seção de choque 2.18 é feito pela expansão de  $F_i^A$ ,  $F_j^B$  e  $\hat{\sigma}_{ij}^Q$  em séries de

potências de  $\alpha_s$ :

$$\hat{\sigma}_{ij}^Q = \alpha_s^2(\mu_1)G_{ij \rightarrow Q}^{LO} + \alpha_s^3(\mu_1)G_{ij \rightarrow Q}^{NLO} + \dots \quad (2.20)$$

$$F_k = C_k^{LO} + \alpha_s(\mu_2)C_k^{NLO} + \dots \quad (2.21)$$

Os superescritos LO e NLO nos coeficientes  $G$  e  $C$  indicam os termos de *leading order* e *next-to-leading order* das expansões. As constantes  $\mu_1$  e  $\mu_2$  são as escalas de energia adotadas na renormalização da seção de choque e na fatorização das funções de densidade de pártons, respectivamente. Com o intuito de simplificar os cálculos adota-se, usualmente,  $\mu_1 = \mu_2 \equiv \mu$ . A rapidez de convergência das séries 2.20 e 2.21 depende essencialmente do valor de  $\alpha_s$  que, por sua vez, depende da escala de energia  $\mu$ . Se  $\alpha_s \ll 1$  então apenas os primeiros termos das séries precisam efetivamente ser calculados. Este é o caso na escala de energia em que os dados usados nesta tese foram coletados.

Em ordem mais baixa, isto é, LO, a produção de quarks pesados ocorre por via dos processos

$$q(p_1)\bar{q}(p_2) \rightarrow Q(p_3)\bar{Q}(p_4) \quad \text{e} \quad (2.22)$$

$$g(p_1)g(p_2) \rightarrow Q(p_3)\bar{Q}(p_4) \quad , \quad (2.23)$$

ilustrados na figura 2.1. Não iremos aqui detalhar os cálculos da contribuição destes diagramas para a seção de choque  $\sigma^Q$  de produção do quark  $Q$ , limitando-nos a apresentar os principais resultados e discutir suas conseqüências. Um ótimo esboço destes cálculos assim como a indicação das referências relevantes podem ser encontrados na seção 10.3 da referência [27].

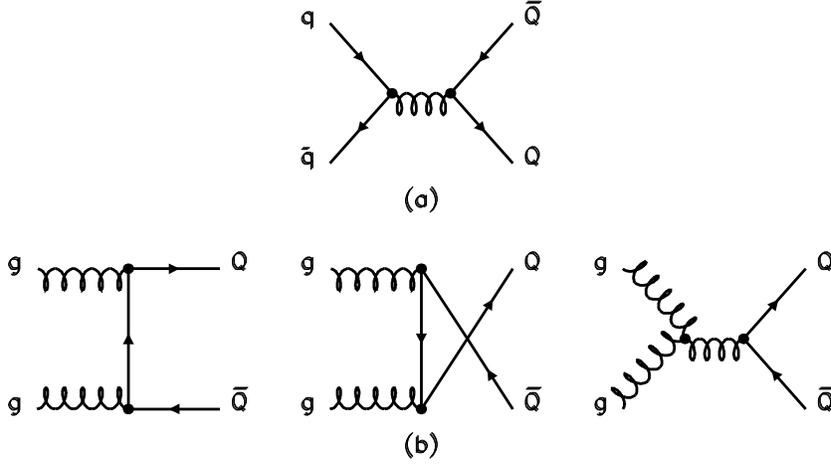


Figura 2.1: Diagramas de Feynman de ordem  $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$  para produção de quarks pesados.

A seção de choque partônica de LO, correspondente aos diagramas da figura 2.1, é dada por:

$$\hat{\sigma}_{ij} = \frac{1}{2\hat{s}} \frac{d^3p_3}{(2\pi)^3 2E_3} \frac{d^3p_4}{(2\pi)^3 2E_4} (2\pi)^4 \delta^4(p_1 + p_2 + p_3 + p_4) \overline{\sum} |\mathcal{M}_{ij}|^2, \quad (2.24)$$

em que  $\mathcal{M}_{ij}$  são os elementos de matriz e o símbolo  $\overline{\sum}$  indica a média/soma sobre os estados iniciais/finais de cor e spin. Com o uso de 2.24 a equação 2.18 pode ser devidamente reescrita como

$$\frac{d\sigma}{dy_3 dy_4 d^2p_T} = \frac{1}{64\pi^2 m_T^4 (1 + \cosh(\Delta y))^2} \times \sum_{ij} x_1 F_i^A(x_1, \mu) x_2 F_j^B(x_2, \mu) \overline{\sum} |\mathcal{M}_{ij}|^2, \quad (2.25)$$

em que  $y_3$  e  $y_4$  são os valores de rapidez dos quarks emergentes  $Q$  e  $\bar{Q}$ ,  $\Delta y = y_3 - y_4$ ,  $p_T$  o *momentum* transverso destas partículas em relação à direção dos pártons incidentes e  $m_T$  a *massa transversa*, definida como  $m_T = \sqrt{m_Q^2 + p_T^2}$ . Embora as expressões para  $\overline{\sum} |\mathcal{M}_{q\bar{q}}|^2$

e  $\overline{\sum}|\mathcal{M}_{gg}|^2$  sejam um pouco complexas, pode-se mostrar que para grandes intervalos de rapidez  $\Delta y$  entre o par  $Q\bar{Q}$  elas se comportam como

$$\overline{\sum}|\mathcal{M}_{q\bar{q}}|^2 \sim c^{te} \quad \text{e} \quad \overline{\sum}|\mathcal{M}_{gg}|^2 \sim e^{\Delta y} \quad . \quad (2.26)$$

Combinando-se este resultado com a expressão 2.25 para a seção de choque diferencial infere-se que a produção de quarks pesados em LO é essencialmente central ( $\Delta y < 1$ ) decrescendo rapidamente a medida em que a separação entre o par  $Q\bar{Q}$  aumenta. Vê-se também que tal comportamento é mais acentuado quando a produção se dá através da aniquilação de sabores leves do que quando ocorre através da fusão de um par de glúons. Outro resultado interessante que se pode extrair da equação 2.25 é a sua dependência com o *momentum* transverso. Tanto em 2.25 quanto nos quadrados dos elementos de matriz  $|\mathcal{M}_{ij}|^2$  a dependência em  $p_T$  aparece através de potências de  $1/m_T^2$ . A consequência disso é a supressão da produção de pares  $Q\bar{Q}$  com  $p_T \gg m_Q$ , sendo estes preferencialmente produzidos com  $p_T$  da ordem da massa do quark.

A inclusão de termos de  $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$ , ou NLO, correspondentes a diagramas como os mostrados na figura 2.2 para processos do tipo  $2 \rightarrow 3$ , será discutida aqui apenas qualitativamente. O cálculo completo em  $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$  da seção de choque inclusiva para produção de quarks pesados pode ser achado nas referências [13, 14, 15].

A diferença marcante dos processos de NLO para os de LO, anteriormente descritos, é a abertura de novos canais através dos quais quarks pesados podem ser produzidos. Em NLO pares  $Q\bar{Q}$  podem ser criados ( $g \rightarrow Q\bar{Q}$  à semelhança da criação de pares  $\gamma \rightarrow e^+e^-$  em QED) a partir de um glúon de estado inicial (*flavour excitation*) ou de estado final (*gluon splitting*). Estes processos encontram-se ilustrados na figura 2.2. Surgem, além

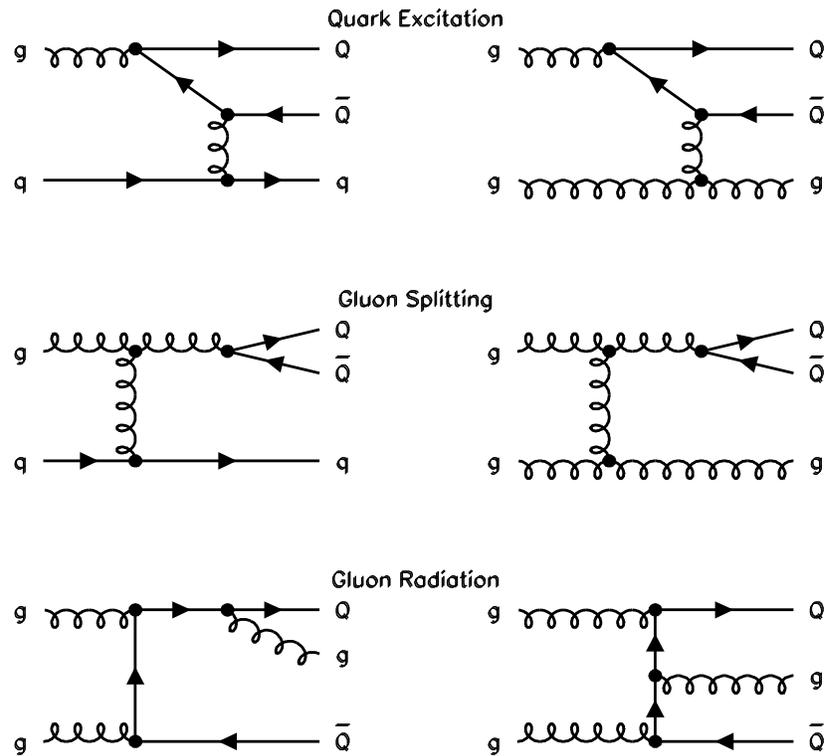


Figura 2.2: Alguns diagramas de Feynman de ordem  $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$  para produção de quarks pesados.

disso, diagramas em que um quark (ou antiquark) de um nucleon interage com um glúon de outro nucleon. Tal processo pode gerar quarks pesados em NLO ou ordem superior, mas não em LO. Em decorrência da abertura destes novos canais, a contribuição dos processos de NLO para a seção de choque total mostra-se comparável à dos processos de LO, apesar da supressão proporcional à constante de acoplamento  $\alpha_s$  dos primeiros.

Outra característica que merece ser mencionada é a topologia dos eventos de  $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$ . Em NLO aparecem eventos com topologia bastante diferente da observada em reações tipo  $2 \rightarrow 2$ , características de processos de LO. Em LO o quark e o antiquark são gerados em

sentidos contrários no plano perpendicular à direção dos pártons incidentes, produzindo jatos azimutalmente opostos no detetor ( $\Delta\phi_{Q\bar{Q}} \approx 180^\circ$ ). Já em NLO as partículas de estado final podem ser produzidas nas mais diversas distribuições angulares. Em particular, o processo denominado *gluon splitting* na figura 2.2 pode produzir pares  $Q\bar{Q}$  quase colineares ( $\Delta\phi_{Q\bar{Q}} \sim 0^\circ$ ), com o quark e o antiquark por vezes se manifestando na forma de um único jato no detetor.

Voltemos agora a atenção para as funções de densidade de pártons  $F_i(x_i, \mu)$  na equação 2.18. Estas funções descrevem a ocorrência dos quarks e glúons no interior dos nucleons e são obtidas da análise global de dados sobre vários processos físicos, principalmente o espalhamento profundamente inelástico (DIS, abreviatura do termo inglês *deep inelastic scattering*) de léptons por prótons ou núcleos atômicos. Nas experiências de DIS elétrons, múons e neutrinos são usados para sondar a estrutura dos nucleons, adequadamente parametrizados em termos de funções de estrutura. Estas funções de estrutura são por sua vez escritas, usando-se o modelo de pártons [28], em termos das distribuições de quarks no interior dos nucleons, e podem portanto ser usadas na determinação destas distribuições. Também a distribuição de glúons pode ser inferida através do DIS, apesar da carga elétrica e de isospin nula do glúon. Isto ocorre porque a função de estrutura depende em ordem superior da distribuição de glúons, já que estes podem gerar pares de quark/antiquark que são testados no DIS. Outras fontes de informação sobre a distribuição de glúons são a produção de dois jatos ou de pares  $\mathbf{b}\bar{\mathbf{b}}$  em colisões  $p\bar{p}$ .

As distribuições de quarks ( $F_q(x, \mu)$ ) e glúons ( $F_g(x, \mu)$ ) no interior do nucleon dependem da escala de energia  $\mu$ . Esta dependência é descrita pelas equações de Altarelli-

Parisi [29], que no caso simplificado de um único sabor podem ser escritas como <sup>2</sup>

$$\mu^2 \frac{\partial}{\partial \mu^2} \begin{pmatrix} F_q(x, \mu) \\ F_g(x, \mu) \end{pmatrix} = \frac{\alpha_s(\mu)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dz}{z} \begin{pmatrix} P_{qq}(\frac{x}{z}, \mu) & P_{qg}(\frac{x}{z}, \mu) \\ P_{gq}(\frac{x}{z}, \mu) & P_{gg}(\frac{x}{z}, \mu) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} F_q(z, \mu) \\ F_g(z, \mu) \end{pmatrix}. \quad (2.27)$$

Em LO os elementos  $P_{ab}(\frac{x}{z}, \mu)$  podem ser interpretados como a probabilidade de se achar um párton do tipo  $a$  em um párton do tipo  $b$ , tendo o párton  $a$  uma fração de *momentum*  $\frac{x}{z}$  do párton  $b$  e *momentum* transverso muito menor que a escala de energia  $\mu$ . Se encontram disponíveis na literatura soluções para as equações de Altarelli-Parisi em LO [29] e NLO [30].

Encontram-se atualmente disponíveis uma série de parametrizações para as funções de densidade de pártons, obtidas por diferentes grupos. As parametrizações cobrem diferentes esquemas de renormalização (DIS,  $\overline{MS}$ ), vários valores de  $\alpha_s$  e foram obtidas a partir de ajustes globais usando variados conjuntos de dados experimentais. Uma extensa compilação de tais funções, na forma de um programa escrito em FORTRAN 77 e disponível para várias plataformas, pode ser obtida da biblioteca de computação do CERN [31].

## 2.3 Previsões sobre a Produção de Quarks **b** no Tevatron

Nesta seção nós usamos um programa, implementado por M. L. Mangano e colaboradores baseando-se em cálculos de NLO da seção de choque diferencial de produção do quark **b** [32], para estimar a produção deste quark no Tevatron às energias de centro de massa de 630GeV e 1,8TeV. Tal estimativa depende da função de densidade de pártons usada e

---

<sup>2</sup>A equação mais geral é uma equação matricial de dimensão  $(2N_f + 1)$  no espaço de quarks, antiquarks e glúon.

da escolha de alguns parâmetros, a saber, a escala de energia  $\Lambda$ , a massa do quark **b** e a escala de renormalização  $\mu$ .

Para as funções de densidade de pártons usamos a parametrização MRS(A') [33]. Esta parametrização foi obtida de ajustes que incluem medidas da função de estrutura do próton  $F_2(x, Q^2)$  a baixos valores de  $x$  ( $x < 10^{-3}$ ), obtidas pelas colaborações ZEUS e H1 operando no HERA, um colisor de elétrons e prótons. É digno de nota que um outro conjunto de funções, obtido com uma forma ligeiramente diferente para a função de densidade de glúons e que recebeu o nome de MRS(G) [33], se ajusta melhor aos mesmos dados na região  $x < 10^{-3}$ . No entanto, a análise de dados mais recentes do HERA, tomados a valores ainda menores de  $x$ , parece excluir a parametrização MRS(G), favorecendo fortemente um novo conjunto de funções MRS(R) [34], bastante semelhantes a MRS(A'). De qualquer forma, na região cinemática estudada ( $x > 10^{-3}$ ) não há diferenças significativas entre as funções MRS(A'), MRS(G) ou as parametrizações mais recentes [34].

Quanto aos parâmetros livres, os valores adotados são

$$\begin{aligned}\Lambda_{\overline{MS}}^5 &= 152 \text{ MeV} \\ m_b &= 4,75 \text{ GeV}/c^2 \\ \mu &\equiv \sqrt{m_b^2 + (p_T^b)^2} .\end{aligned}\tag{2.28}$$

O valor escolhido de  $\Lambda_{\overline{MS}}^5$  é o valor sugerido pelas experiências de espalhamento inelástico e é utilizado para evoluir as funções de densidade aqui usadas. Seu valor é mantido fixo, ao se estimar a incerteza nas previsões. Para estimar a incerteza na previsão teórica variamos  $m_b$  e  $\mu$  dentro de intervalos, como já se convencionou fazer. Conservativamente,

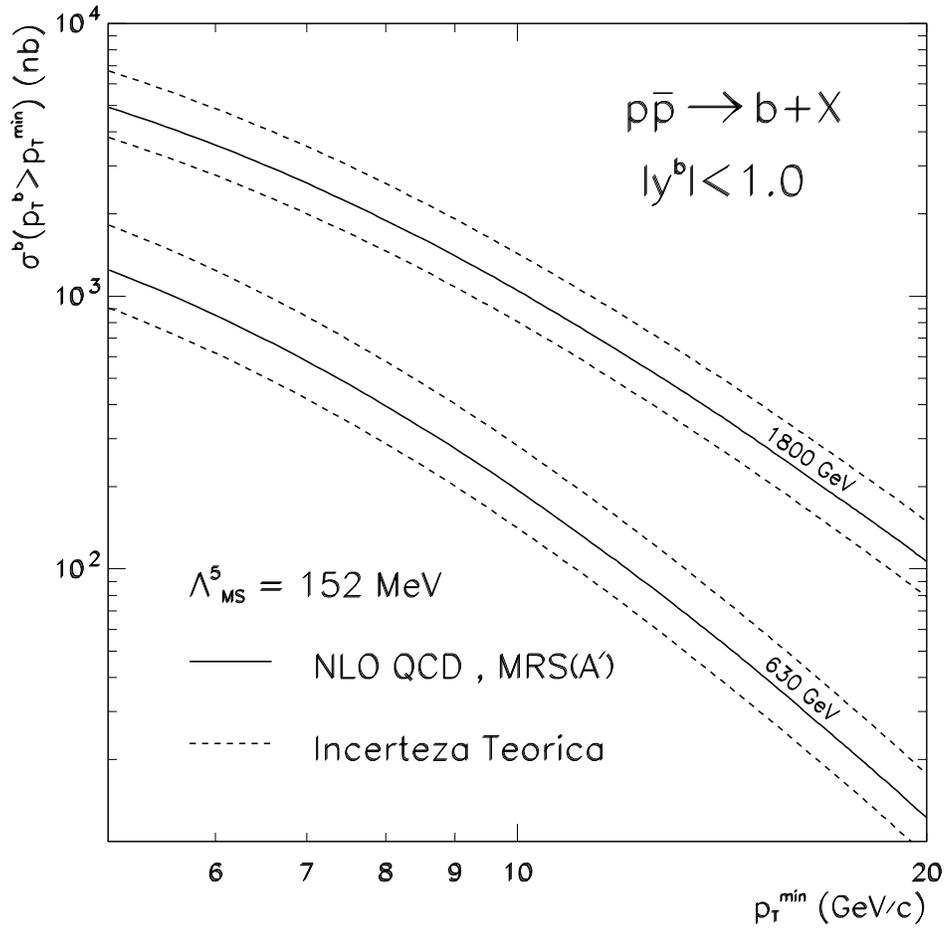


Figura 2.3: Previsão de QCD em NLO para a seção de choque inclusiva de produção do quark  $\mathbf{b}$  às energias de 630GeV e 1800GeV.

variam-se tais parâmetros de forma a proporcionar uma larga incerteza. Assim, a escala de energia  $\mu$  é variada entre  $\mu/2$  e  $2\mu$  enquanto que  $m_b$  é variada de  $\pm 0,25 \text{ GeV}/c^2$ .

Com o uso do conjunto de funções MRS(A') e dos parâmetros acima, obtemos as curvas mostradas na figura 2.3 para os valores da seção de choque de produção do quark  $\mathbf{b}$  a  $\sqrt{s} = 630 \text{ GeV}$  e  $\sqrt{s} = 1,8 \text{ TeV}$ . As previsões são mostradas em função do limiar de *momentum* transversal  $p_T^{\min}$  do quark. Obtemos também a previsão teórica, mostrada na

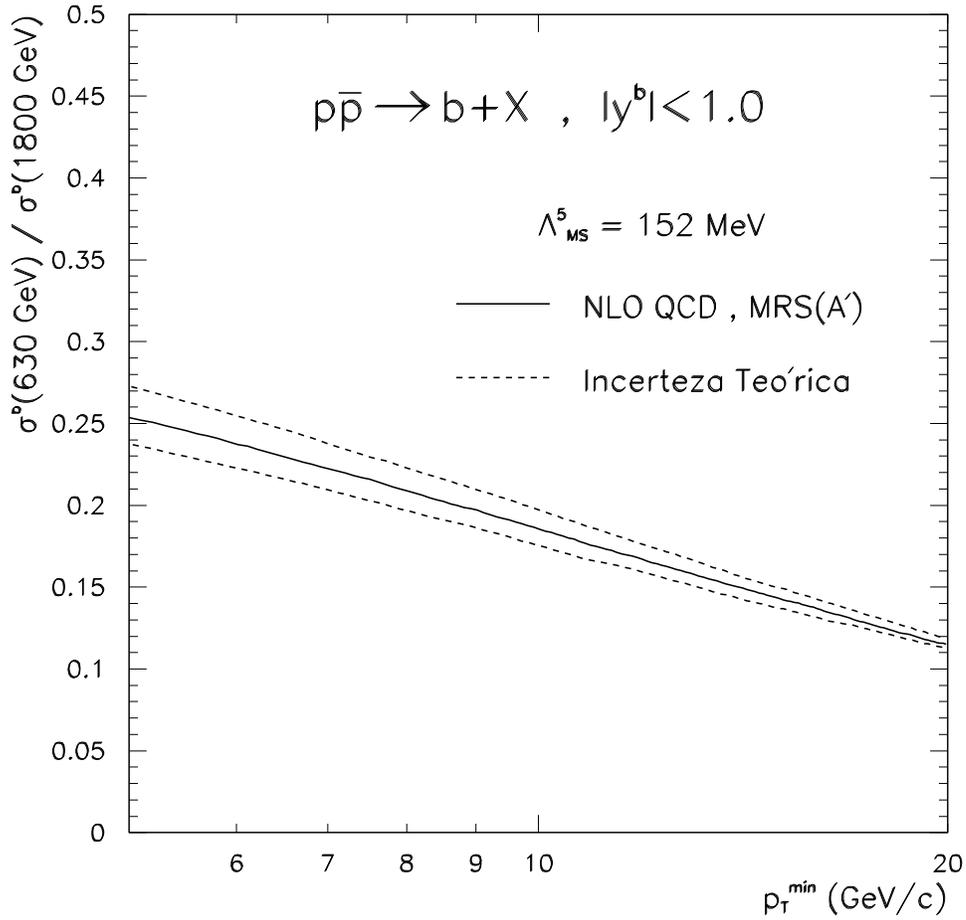


Figura 2.4: Previsão de QCD em NLO para a razão entre as seções de choque inclusiva de produção do quark **b** às energias de 630GeV e 1800GeV.

figura 2.4, para a razão entre as seções de choque a estas duas energias de centro de massa. Esta previsão possibilita um teste muito mais sensível do poder preditivo da QCD do que as previsões anteriores, pois a incerteza total no cálculo da razão é grandemente reduzida devido às correlações entre as fontes de incerteza das previsões em ambas as energias.

Estas previsões serão usadas no capítulo 10 e confrontadas com as nossas medidas experimentais.

Um último fato importante a ser mencionado é a contribuição relativa dos processos de LO e de NLO à seção de choque. Como anteriormente citado, os diagramas de ordem superior contribuem significativamente para a produção do quark  $\mathbf{b}$  e demais quarks pesados, devido ao surgimento de novos mecanismos inexistentes em LO. De fato, a seção de choque de  $\mathbf{b}$  em NLO é aproximadamente 2,5 vezes maior que aquela calculada em LO. Sua forma, aqui entendida como dependência em relação ao limiar de *momentum* transverso, é contudo essencialmente a mesma. Apesar de ainda ser significativa a incerteza na normalização da seção de choque, acredita-se que a inclusão de termos de ordem superior a NLO (referidos como termos de *next-to-next-to-leading-order*) não virá modificar significativamente sua forma.

# Capítulo 3

## O Aparato Experimental

Neste capítulo descrevemos o aparato experimental usado para a produção e coleta dos dados utilizados nesta tese.

A produção da amostra de dados contendo as partículas elementares, a maioria delas instáveis e de curta duração, é feita através da colisão de prótons e antiprótons a uma energia de centro de massa de  $1800\text{GeV}/630\text{GeV}$  no interior do Tevatron, o último estágio do complexo de aceleradores do Fermilab. Este complexo é assunto da seção 3.1 deste capítulo.

O registro das partículas produzidas nas colisões é feito por detetores de partículas, com os quais estas interagem deixando sinais que podem ser usados na sua identificação, medida de posição, medida de *momentum* ou energia, ou simplesmente sinalização de sua passagem. Estes detetores são usualmente montados em conjunto de forma a medir simultaneamente várias das características acima citadas. A esta associação de detetores chamamos espectrômetro. Na seção 3.2 descrevemos o espectrômetro  $D\bar{O}$ , responsável pelo registro dos eventos por nós usados. Seus vários subsistemas são descritos separadamente em subseções, com particular ênfase para o sistema de múons, fundamental na

coleta dos dados usados e medidas apresentadas neste trabalho.

### 3.1 Acelerando Prótons e Antiprótons

No Fermilab prótons e antiprótons são acelerados a energias da ordem de  $10^{12}$ eV através de um complexo sistema de aceleradores <sup>1</sup> [7], que se constitui das seguintes partes:

- 1. Acelerador Eletrostático Cockroft-Walton
- 2. Acelerador Linear (LINAC)
- 3. Síncrotron *Booster*
- 4. Síncrotron *Main Ring*
- 5. Fonte de Antiprótons
- 6. Síncrotron Tevatron

Este complexo de aceleradores se encontra ilustrado na figura 3.1. Devido à dificuldade em se encontrar termos que propiciem uma tradução adequada para o português (ex.: *Booster*), optamos por designar alguns desses equipamentos por seus nomes originais.

Todo o processo de aceleração tem início no acelerador eletrostático Cockroft-Walton no qual íons  $H^-$  são produzidos a partir de átomos de hidrogênio mantidos em uma garrafa pressurizada. Estes íons são acelerados, sob a ação de um campo elétrico, até atingirem a energia de 750keV, quando então são transferidos para o LINAC.

---

<sup>1</sup>Freqüentemente na literatura especializada este complexo de aceleradores é denominado pelo nome do mais poderoso deles, o Tevatron.

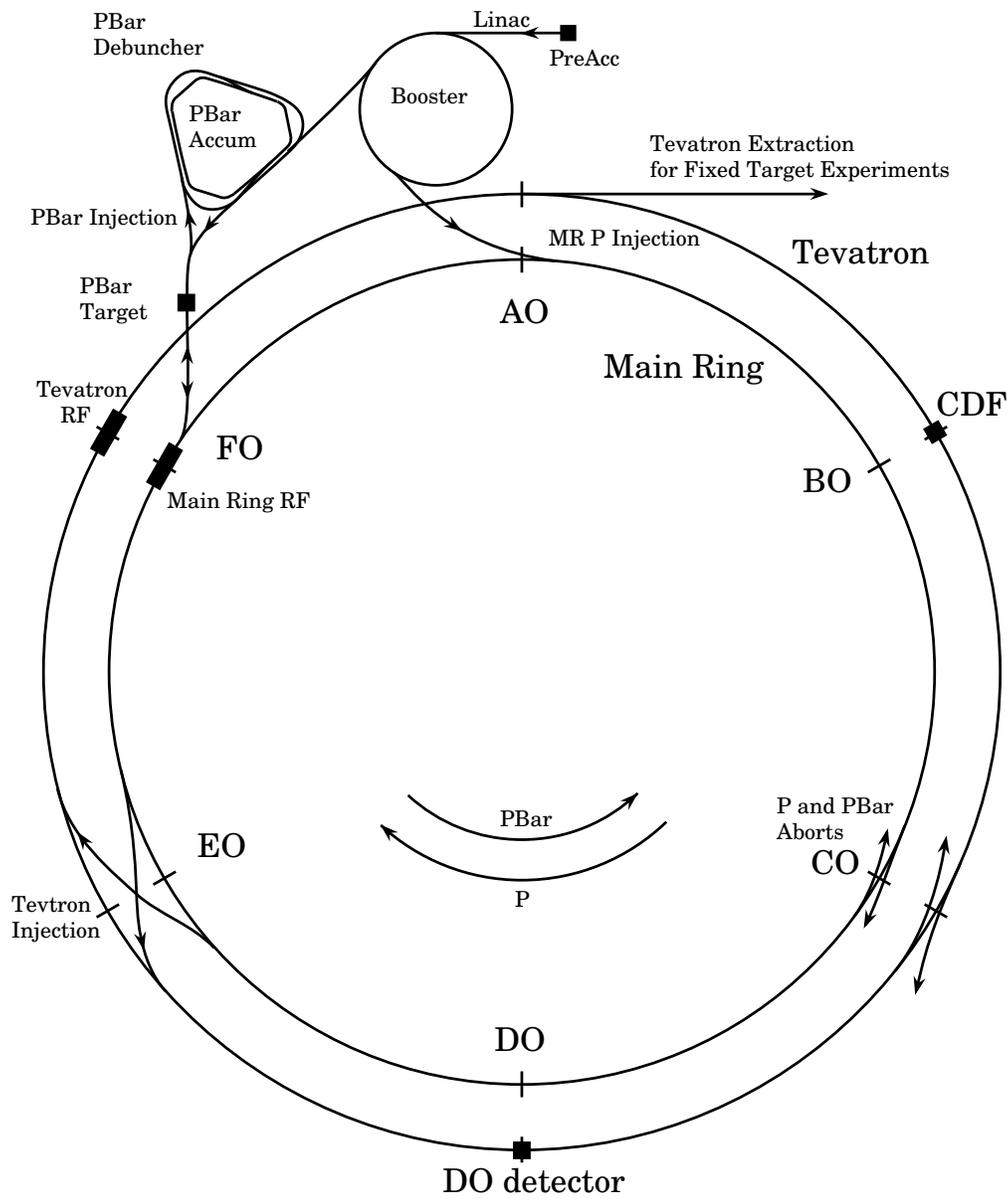


Figura 3.1: Vista esquemática do complexo de aceleradores no Fermilab. O último estágio, equipado com magnetos supercondutores, é o Tevatron.

O LINAC é um acelerador linear com 150m de extensão composto por uma série de tubos com separações (*gaps*) entre eles, no qual íons são acelerados por meio de um campo elétrico oscilante entre os eletrodos. Os íons são acelerados pelo campo elétrico nos *gaps* e blindados da ação de campos desaceleradores ao passar pelos tubos. Ao deixar o LINAC os íons de  $H^-$  têm sua energia aumentada para 400MeV e são passados através de um anteparo de carbono para a remoção dos elétrons e produção de um feixe de prótons. Estes prótons são então transferidos para o próximo estágio, o sincrotron chamado *Booster*.

O sincrotron é um acelerador circular (ou mais precisamente falando, um acelerador de órbita fechada) utilizado para acelerar partículas através do uso conjunto dos campos elétrico e magnético. Enquanto um campo elétrico aplicado na direção do movimento da partícula propicia um aumento de sua energia (mesmo princípio de operação de um acelerador eletrostático, como os anteriormente descritos), um campo magnético aplicado perpendicularmente a esta direção faz com que a partícula seja defletida, de forma a manter-se em uma órbita fechada. Em um sincrotron a intensidade do campo magnético é aumentada em sincronia com o aumento da energia da partícula a fim de mantê-la confinada à mesma órbita.

O *Booster* é o primeiro de três sincrotrons usados para elevar a energia de prótons e antiprótons de 400MeV para 900GeV. Com 75m de raio e situado cerca de 6m abaixo da superfície, o *Booster* é responsável por acelerar os prótons provenientes do LINAC até que atinjam a energia de 8GeV quando, então, são transferidos para o *Main Ring*. Dipolos e quadrupolos magnéticos são usados para defletir e focalizar, respectivamente, o feixe no interior do *Booster*.

Também situado a cerca de 6m de profundidade e com 1km de raio, o *Main Ring*<sup>2</sup> contém mais de 1000 magnetos convencionais e é capaz de acelerar prótons e antiprótons a uma energia final de 150GeV. Neste estágio o feixe é focalizado em pequenos pacotes, chamados *bunches*.

A preparação do feixe de antiprótons é uma operação complexa. Um feixe de prótons com energia de 120GeV é dirigido contra um alvo de cobre produzindo antiprótons à taxa de alguns milhões por *bunch*. As partículas produzidas na interação dos prótons com o alvo são focalizadas por uma lente magnética de lítio e os antiprótons com energia próxima a 8GeV são selecionados e transferidos para o primeiro anel acumulador de antiprótons, chamado *Debuncher*. No *Debuncher* os antiprótons sofrem um processo chamado resfriamento estocástico [35] que reduz a dispersão em *momentum* e espaço das partículas no feixe. Isso permite que mais antiprótons produzidos na interação de prótons com o alvo sejam adicionados ao feixe de antiprótons no *Debuncher*. A seguir os antiprótons são transferidos para um segundo anel acumulador onde são “resfriados” ainda mais e onde são mantidos até que o número de partículas no feixe seja da ordem de  $2 \times 10^{11}$ . Somente então os antiprótons são transferidos para o *Main Ring* e acelerados até atingirem a energia de 150GeV.

Enquanto os antiprótons estão sendo produzidos e armazenados, os prótons são acelerados até a energia de 150GeV no *Main Ring* e transferidos para o Tevatron onde aguardam a injeção dos antiprótons. O Tevatron é o último e mais poderoso dos aceleradores. Situ-

---

<sup>2</sup>Encontra-se em construção no Fermilab um novo sincrotron chamado *Main Injector* que substituirá o *Main Ring* a partir de 1998. Usando componentes do *Main Ring* e com aproximadamente metade de seu tamanho, o *Main Injector* permitirá ao Tevatron operar a mais altas luminosidades, o que se traduz em um maior poder de investigação

ado no mesmo túnel que abriga o *Main Ring* e cerca de 1m abaixo deste, o *Tevatron* é equipado com 1200 magnetos supercondutores que, resfriados à temperatura de 4,7 K, produzem um campo magnético de intensidade de aproximadamente 3Tesla (T). Após a transferência dos antiprótons do *Main Ring*, o *Tevatron* eleva a energia dos prótons e antiprótons para 900GeV num período de aproximadamente 1 minuto. Concomitantemente, o feixe é focalizado pela ação de quadrupolos magnéticos até atingir um diâmetro de cerca de 0,1mm. Ao fim dessa operação há no *Tevatron* seis *bunches* de prótons e seis *bunches* de antiprótons, com aproximadamente 30cm de extensão e contendo cerca de  $10^{11}$  partículas cada, circulando em sentidos opostos, à energia de 900GeV e à frequência de 50kHz/*bunch*.

Há seis possíveis pontos no *Tevatron* onde os feixes podem se cruzar, produzindo colisões entre prótons e antiprótons. Porém, os feixes somente se cruzam em três destes pontos onde há efetivamente detetores instalados: no ponto BØ onde se encontra o CDF <sup>3</sup>, no ponto DØ com detetor homônimo e no EØ, onde se realizam medidas de seção de choque de espalhamento inelástico próton-antipróton. Nos outros três pontos de colisão os feixes são eletromagneticamente mantidos separados para se evitar perda de luminosidade com a ocorrência de colisões desnecessárias. Nos pontos de interação quadrupolos magnéticos reduzem a largura dos feixes para  $40\mu\text{m}$  aumentando significativamente a probabilidade de que ocorram interações entre partículas dos feixes. O número médio de interações por passagem dos feixes varia com a luminosidade, sendo contudo próximo a 1 nas condições usuais de operação do *Tevatron*. O tempo típico de vida dos feixes, nas condições do

---

<sup>3</sup>O CDF (Collider Detector at Fermilab) [8] é o outro experimento com múltiplos propósitos e programa de pesquisa similar ao DØ.

*Run 1*, era de 20h. Durante este período a intensidade do feixe decresce lentamente devido ao espalhamento das partículas do feixe por partículas de gás no interior do tubo do acelerador. Quando a luminosidade atinge um valor considerado muito baixo os feixes são abortados e um novo ciclo iniciado.

## 3.2 O Detetor DØ

O detetor DØ [9] é um dos dois grandes detetores que operam no anel principal do Fermilab com o objetivo de estudar fenômenos produzidos a partir da colisão de prótons e antiprótons a altas energias, com particular ênfase no estudo de estados de grande massa e alto *momentum* transversal ( $p_T$ ). Dentre estes fenômenos destacam-se:

- Estudos do quark *top* ( $\mathbf{t}$ );
- Testes do modelo padrão das interações eletrofracas através de medidas de precisão dos bósons W e Z;
- Testes de QCD perturbativa;
- Estudos de produção do quark *bottom* ( $\mathbf{b}$ );
- Procura por novos fenômenos além dos limites do Modelo Padrão .

Para se atingir a meta de estudar os fenômenos acima relacionados, o projeto do detetor DØ foi desenvolvido baseado nos seguintes critérios:

- Excelente identificação de elétrons e múons;
- Boa medida de jatos com alto  $p_T$  através de um calorímetro altamente segmentado;

- Boa medida do déficit de energia transversa ( $E_T$ ) como indicação da presença de neutrinos.

O resultado é um detetor composto de três principais subsistemas:

- (i) Detetor Central: Conjunto de detetores para determinação de trajetórias e identificação de elétrons/hádrons. Montados na região mais interna do DØ, sem campo magnético, eles ocupam um volume cilíndrico com 75cm de raio e cerca de 4m de comprimento;
- (ii) Calorímetros: Dois calorímetros - eletromagnético e hadrônico - de argônio líquido e urânio, finamente segmentados e herméticos;
- (iii) Sistema de Múons: Composto por três camadas de câmaras de arrasto proporcionais e magnetos toroidais. Além de permitir a medida de *momentum* das partículas que atravessam o sistema, os magnetos se constituem também em absorvedores para os hádrons, reduzindo a contaminação por *punchthrough*.

O detetor DØ é mostrado nas figuras 3.2 e 3.3. Seus três subsistemas são relevantes para a análise aqui desenvolvida e serão detalhadamente descritos nas próximas seções. Como outros espectrômetros que operam em colisores  $p\bar{p}$  e  $e^+e^-$ , ele é dividido em um volume central em forma de barril (*barrel*) e os detetores frontais, ou de baixo ângulo, em forma de tampa (*cap*).

O DØ utiliza um sistema de coordenadas dextrogiro com o eixo  $y$  na direção vertical apontando para cima e o eixo  $z$  na direção do feixe no sentido sul (para onde vai o feixe de prótons). O sistema de coordenadas esféricas é freqüentemente usado. Os ângulos

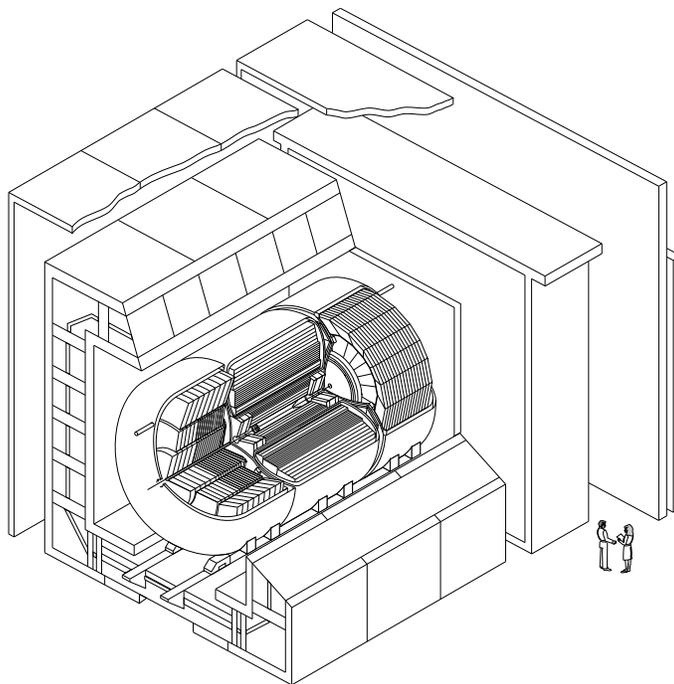
**DØ Detector**

Figura 3.2: Vista isométrica em corte do detetor DØ.

polar  $\theta$  e azimutal  $\phi$  são definidos da maneira usual, com  $\theta = 0^\circ$  apontando na direção  $z$  e  $\phi = 0^\circ$  na direção  $x$ . A informação sobre a coordenada  $\theta$  é comumente substituída pela pseudo-rapidez  $\eta = -\log(\tan(\theta/2))$  que é aproximadamente igual à rapidez  $y = 1/2 \log((E+p_z)/(E-p_z))$  da partícula, tornando-se igual no limite de massa nula ( $\beta \rightarrow 1$ ).

### 3.2.1 O Detetor Central

O Detetor Central, ilustrado na figura 3.4, é composto por quatro subdetetores mecanicamente independentes. Na região central, ou de altos ângulos, dois detetores de trajetória (VTX e CDC) e um detetor de radiação de transição (TRD), todos em forma de barril, são dipostos concêntricamente. Um detetor de trajetória (FDC), instalado perpendicularmente à direção do feixe nas duas região de baixos ângulos, complementa o conjunto

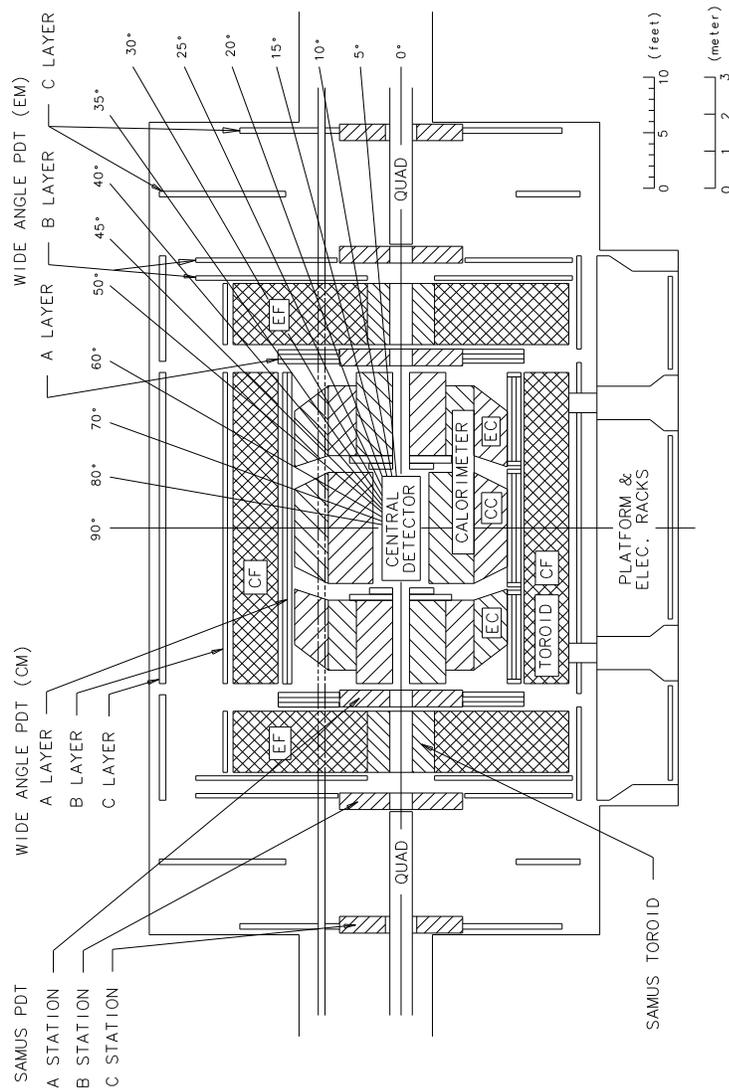


Figura 3.3: Vista em corte do detetor DØ e seus subsistemas.

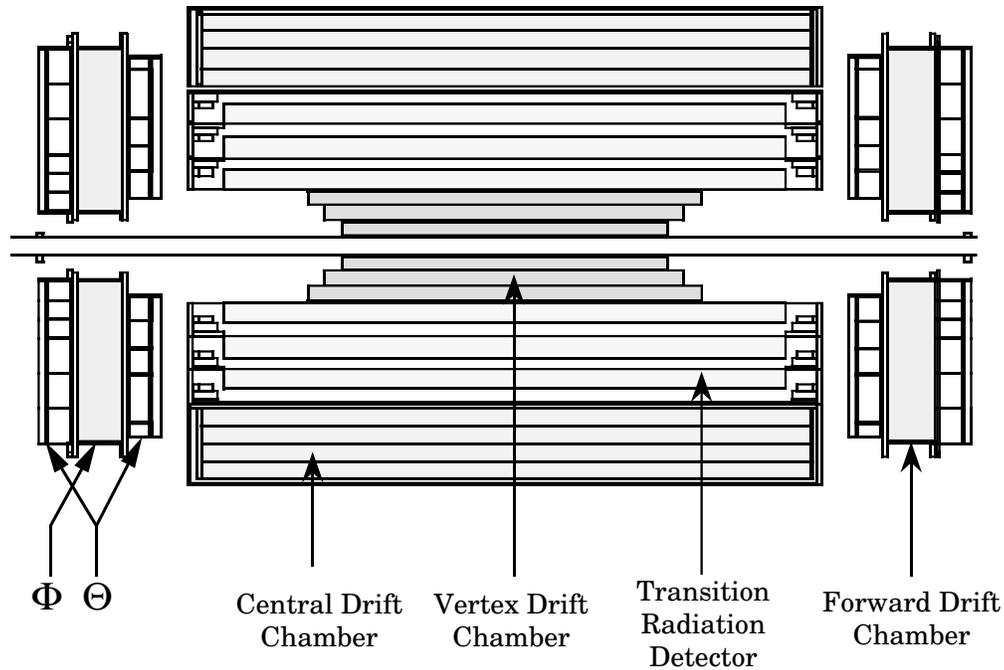


Figura 3.4: Detetor Central.

que se ajusta em um volume limitado pela superfície interna dos calorímetros:  $r = 78\text{cm}$  e  $z = \pm 135\text{cm}$ .

O Detetor Central tem por funções principais fornecer informações sobre a trajetória de partículas carregadas produzidas nas colisões antes que estas atinjam o calorímetro, e proporcionar a identificação de elétrons isolados no interior de seu volume.

Bom poder de resolução para dois traços próximos, alta eficiência de detecção e boa medida da perda de energia por ionização, a fim de distinguir elétrons isolados de pares  $e^+e^-$  devidos à conversão de fótons, foram as principais considerações no projeto das câmaras que compõem o sistema de rastreamento de traços (sistema de *tracking*). O detetor de radiação de transição foi incluído com a finalidade de se obter um fator adicional de  $\sim 50$  na rejeição de píons isolados que simulam elétrons, além do conseguido através do calorímetro.

O desempenho do conjunto de detetores que compõem o Detetor Central pode ser avaliado através de algumas medidas obtidas em testes. A granularidade efetiva varia de  $100\mu\text{m}$  a  $350\mu\text{m}$ . O fator de rejeição - obtido pela combinação do VTX e do CDC - para dois traços sobrepostos varia de 75 a 100 com uma eficiência de 98% em reter traços isolados. O fator de rejeição de píons obtido pelo uso do TRD é de  $\sim 50$ , com uma eficiência de 90% na detecção de elétrons. Medidas de desempenho para cada uma das partes que compõem o Detetor Central são fornecidas nas próximas subseções, juntamente com uma descrição das mesmas.

### A Câmara de Vértice (VTX)

Com raio interno de 3,7cm e raio externo de 16,2cm, a câmara de vértice (VTX)[36] é o detetor mais interno do DØ. Ela é uma câmara de arrasto constituída, conforme ilustrado na figura 3.5, por três camadas concêntricas de células. São 16 células uniformemente espaçadas em  $\phi$  na camada interna e 32 células nas duas outras camadas. Há oito fios sensores em cada célula, os quais proporcionam uma medida das coordenadas  $r$  e  $\phi$  de passagem de uma partícula. Para determinar de que lado do plano de fios sensores passou a partícula (ambigüidade direita-esquerda <sup>4</sup>), fios vizinhos são deslocados de  $\sim 100\mu\text{m}$  uns em relação aos outros. Também as células de diferentes camadas são ligeiramente deslocadas entre si. A coordenada  $z$  é obtida da leitura dos sinais nas extremidades do fio sensor. A modelagem do campo no interior das células é proporcionada por planos de fios trançados aterrados, em ambos os lados dos fios sensores, e por fios de catodo.

---

<sup>4</sup>A ambigüidade direita-esquerda surge da impossibilidade de se determinar de qual lado do fio passou uma partícula, levando-se em conta somente a informação deste fio. No entanto, combinando-se a informação de fios deslocados entre si, a ambigüidade pode ser resolvida.

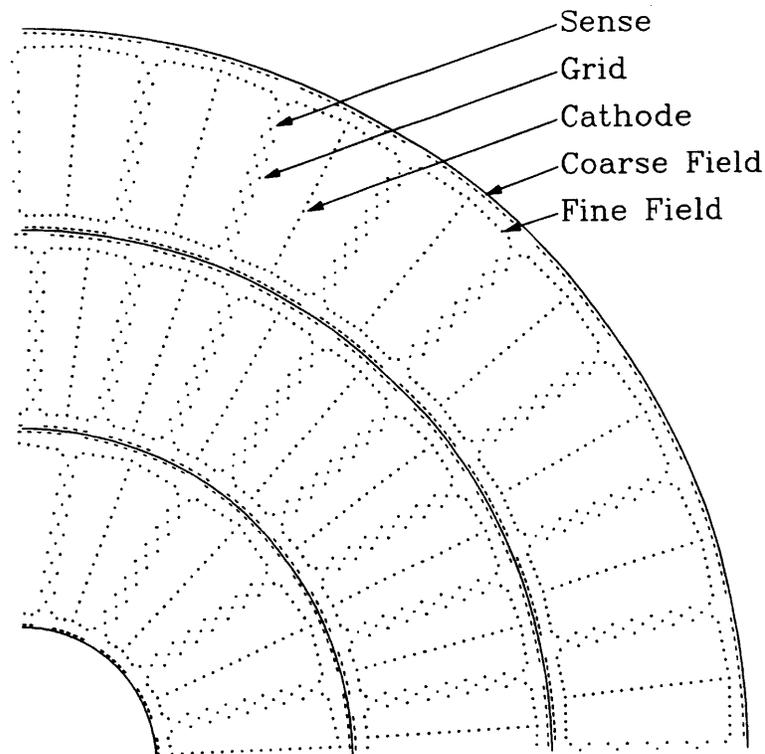


Figura 3.5: Câmara de Vértice.

A câmara de vértice é operada com uma mistura gasosa de  $\text{CO}_2(95\%)\text{C}_2\text{H}_6(5\%)$  e uma pequena quantidade de  $\text{H}_2\text{O}$  à pressão de 1 atmosfera. A velocidade de arrasto média é de  $\simeq 7,3\mu\text{m}/\text{ns}$ , sob condições normais de funcionamento ( $\langle E \rangle \simeq 1\text{kV}$ ). A resolução obtida na determinação da distância *hit*-fio sensor é tipicamente de  $50\mu\text{m}$ , embora varie com a distância. A resolução alcançada na medida da coordenada  $z$  em um protótipo de câmara foi de aproximadamente 1cm.

Mais detalhes sobre a câmara de vértice podem ser obtidos nas referências [36, 37].

### O Detetor de Radiação de Transição (TRD)

Detetores de radiação de transição operam baseados no princípio de que partículas altamente relativísticas ( $\gamma > 10^3$ ) produzem radiação ao atravessar a fronteira entre dois

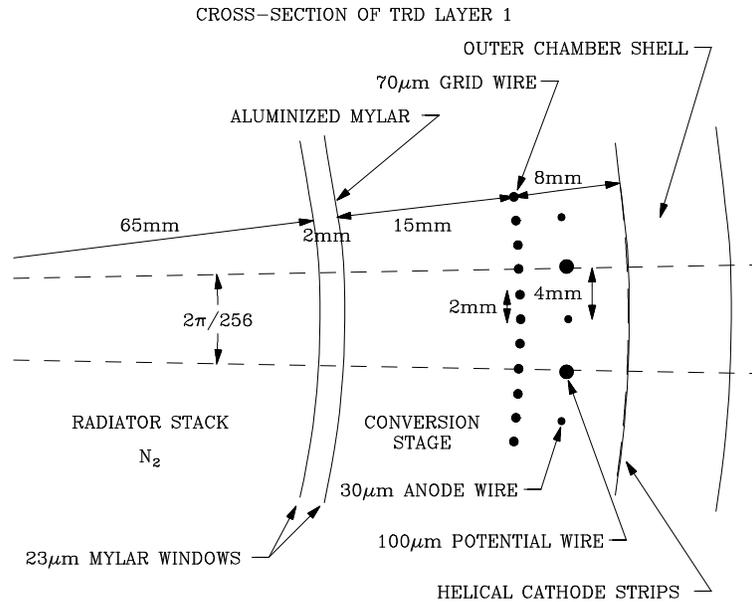


Figura 3.6: Detetor de Radiação de Transição.

meios com diferentes constantes dielétricas.

Três unidades separadas e concêntricamente dispostas compõem o detetor de radiação de transição (TRD) instalado no volume entre as câmaras VTX e CDC. Seu propósito é auxiliar na identificação de elétrons. Cada unidade é composta de duas partes: um radiador e uma câmara de detecção de raios-X. Uma seção de uma unidade é mostrada na figura 3.6. O radiador consiste de 393 folhas de polipropileno com  $18\mu\text{m}$  de espessura dispostas em um volume preenchido com nitrogênio gasoso. Nesta região é produzida a radiação que será detetada no próximo estágio, uma câmara de arrasto proporcional. Na câmara de arrasto, preenchida com uma mistura gasosa de  $\text{Xe}(91\%)\text{CH}_4(7\%)\text{C}_2\text{H}_6(2\%)$ , os raios-X são convertidos em pares elétron-pósitron e as cargas resultantes são arrastadas radialmente para fora em direção aos fios de anodo. Aglomerados (*clusters*) de cargas produzidos pela conversão dos raios-X e raios- $\delta$  chegam ao anodo durante um intervalo de  $0,6\mu\text{s}$ . Sua amplitude e tempo de chegada são úteis para distinguir elétrons de hádrons.

Há 256 canais de leitura e o mesmo número de fios de anodo em cada unidade do detetor, com exceção da unidade mais externa que contém 512 fios, conectados em pares.

A espessura do detetor de radiação de transição na direção  $\theta = 90^\circ$  corresponde a 0,081 comprimento de radiação ( $X_0$ ) e a 0,0036 comprimento de interação ( $\lambda$ ).

Mais detalhes sobre o detetor podem ser encontrados nas referências [38, 39].

### **Câmara de Arrasto Central (CDC)**

A CDC [40] é composta por quatro camadas concêntricas de 32 células cada e ocupa o volume entre o TRD e o calorímetro. Suas dimensões são 368cm de comprimento e 49,5cm e 74,5cm de raio interno e externo, respectivamente. A vista de uma seção transversal da câmara é mostrada na figura 3.7. Cada célula contém sete fios sensores e duas linhas de retardo localizadas antes do primeiro e depois do último fio. Os fios sensores são lidos apenas em uma das extremidades mas as linhas de retardo são lidas em ambos os lados. Fios sensores adjacentes são deslocados de  $\pm 200\mu\text{m}$  em  $\phi$  com o propósito de resolver a ambigüidade direita-esquerda. Células de camadas vizinhas também são rodadas de meia-célula umas em relação às outras de forma a evitar regiões cegas. Cada célula inclui também fios aterrados dispostos em ambos os lados dos fios sensores. Há ainda um fio aterrado adicional após o primeiro e antes do último fio sensor. Sua finalidade é minimizar o sinal induzido por esses fios sensores nas linhas de retardo. O gás usado na operação da câmara é uma mistura de Ar(92,5%)CH<sub>4</sub>(4%)CO<sub>2</sub>(3%) com 0,5% de H<sub>2</sub>O.

A coordenada  $z$  de passagem de uma partícula na célula é localizada pela medida da diferença de tempo de chegada em cada uma das extremidades do sinal induzido na linha de retardo. A velocidade de propagação nessas linhas é  $\approx 2,35\text{mm/ns}$ . A distância do *hit*

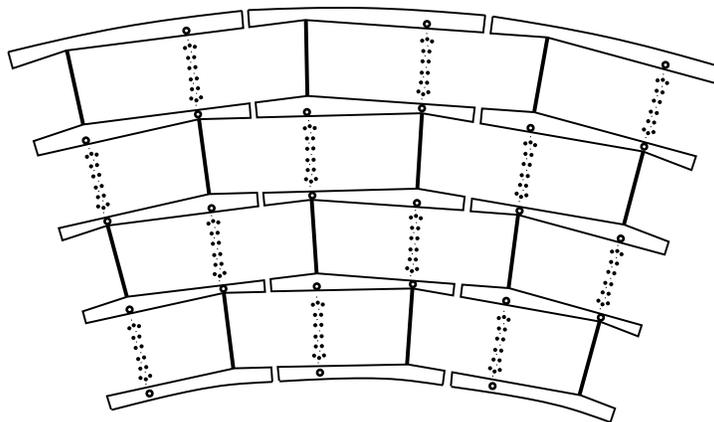


Figura 3.7: Vista transversal de uma seção da Câmara de Arrasto Central.

em relação ao fio sensor pode ser inferida a partir da velocidade de arrasto dos elétrons no interior da célula, tipicamente  $34\mu\text{m}/\text{ns}$ . A resolução de posição na CDC varia de  $150\mu\text{m}$  a  $200\mu\text{m}$  na direção perpendicular aos fios sensores e é de  $\simeq 2\text{mm}$  na direção  $z$ .

Para permitir a calibração da CDC, um detetor de fibras cintilantes de uma única camada foi instalado entre este detetor e a superfície interna do calorímetro. Suas fibras são alinhadas paralelamente à direção do feixe, cobrindo aproximadamente  $1/32$  do azimute.

### Câmaras de Arrasto de Baixo Ângulo (FDC)

Localizadas em ambos os lados da seção cilíndrica do detetor central, as FDC [40, 41] ampliam a cobertura angular para partículas carregadas até  $\approx 5^\circ$  com relação à direção do feixe. Cada FDC é composta por três módulos em duas diferentes configurações: uma câmara  $\Phi$  e duas câmaras  $\Theta$ . Uma vista explodida destes módulos é mostrada na figura 3.8. A câmara  $\Phi$  é dividida em 36 setores em  $\phi$  com 16 fios sensores dispostos ao longo da direção  $z$  e orientados radialmente para medir a coordenada  $\phi$ . Cada câmara  $\Theta$  consiste de quatro quadrantes mecanicamente independentes, contendo seis células retangulares

radialmente dispostas cada. Cada célula contém oito fios sensores em  $z$  e é equipada com uma linha de retardo idêntica à usada na CDC, para medir a coordenada ortogonal. As duas câmaras  $\Theta$  são rodadas entre si de  $45^\circ$  na direção  $\phi$ . À semelhança do que foi feito na CDC e na VTX, fios adjacentes, tanto na câmara  $\Phi$  quanto na  $\Theta$ , são deslocados de  $\pm 200\mu\text{m}$  entre si como forma de resolver ambigüidades.

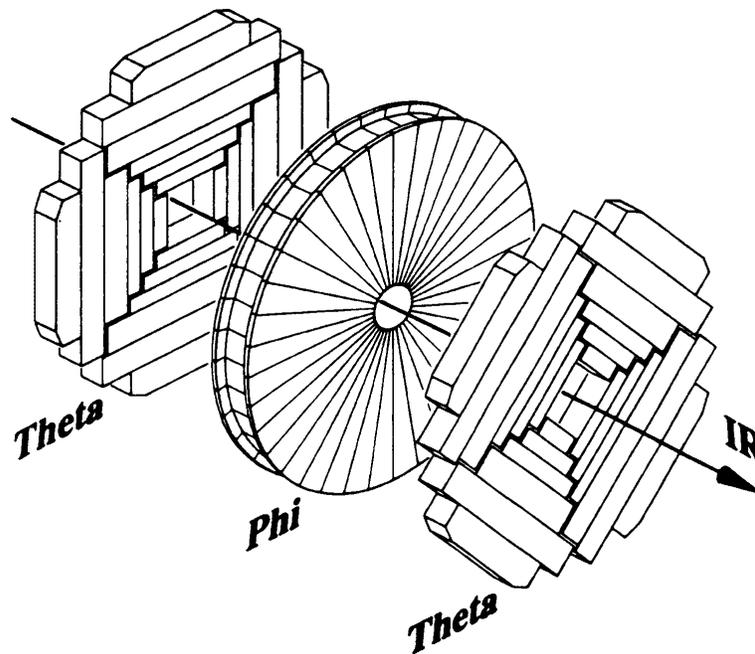


Figura 3.8: Vista explodida de uma Câmara de Arrasto de Baixo Ângulo.

As FDC operam com a mesma mistura gasosa usada na CDC. Outros parâmetros de operação, como ganho e intensidade do campo elétrico, também são similares. O tempo máximo de coleta das cargas é de  $1,5\mu\text{s}$ . A resolução da posição de um *hit* em função da distância *hit*-fio é semelhante à da CDC, com essa resolução variando entre  $150\mu\text{m}$  e  $200\mu\text{m}$ . Já na direção  $z$ , a resolução conseguida é de  $\simeq 4\text{mm}$ .

### 3.2.2 Os Calorímetros

Na ausência de um campo magnético central, os calorímetros são responsáveis pela medida da energia dos elétrons, bem como dos fótons e jatos hadrônicos no DØ. Eles também desempenham um importante papel na identificação de partículas e na medida do balanço de energia transversa no evento, que funciona como indicador da presença de neutrinos.

O sistema de calorimetria do DØ é composto por um calorímetro central (CC) em forma de barril cobrindo a região de pseudo-rapidez  $|\eta| \leq 1$  e dois calorímetros em forma de tampa (EC) situados em ambos os lados do módulo central, os quais estendem a cobertura em pseudo-rapidez até  $|\eta| \simeq 4$ . Ambos os sistemas utilizam argônio líquido como meio ativo e urânio e/ou aço como absorvedores. Uma vista em perspectiva dos calorímetros é mostrada na figura 3.9. Cada calorímetro é composto por três partes distintas: uma seção eletromagnética (EM), uma seção hadrônica com relativamente fina segmentação (FH) e uma seção hadrônica com pouca segmentação (CH) e espessura correspondente a vários comprimentos de absorção ( $\lambda_A$ ). A unidade básica em todos os módulos que compõem os calorímetros são células compostas por placas de material absorvedor alternadas com regiões sensoras. Estas células são segmentadas em  $\eta$  e  $\phi$ , com dimensões típicas de  $\Delta\eta \approx 0,1$  e  $\Delta\phi \approx 0,1$ , e dispostas segundo direções definidas de pseudo-rapidez, conforme ilustrado na figura 3.10. Tais dimensões tornam possível perceber detalhes da forma de jatos de pártons, cujo raio típico é de  $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} \sim 0,5$ . A segmentação na direção longitudinal, a qual varia de acordo com a região do detetor, auxilia na distinção entre elétrons e hádrons.

A seção eletromagnética de cada calorímetro é segmentada em quatro camadas de

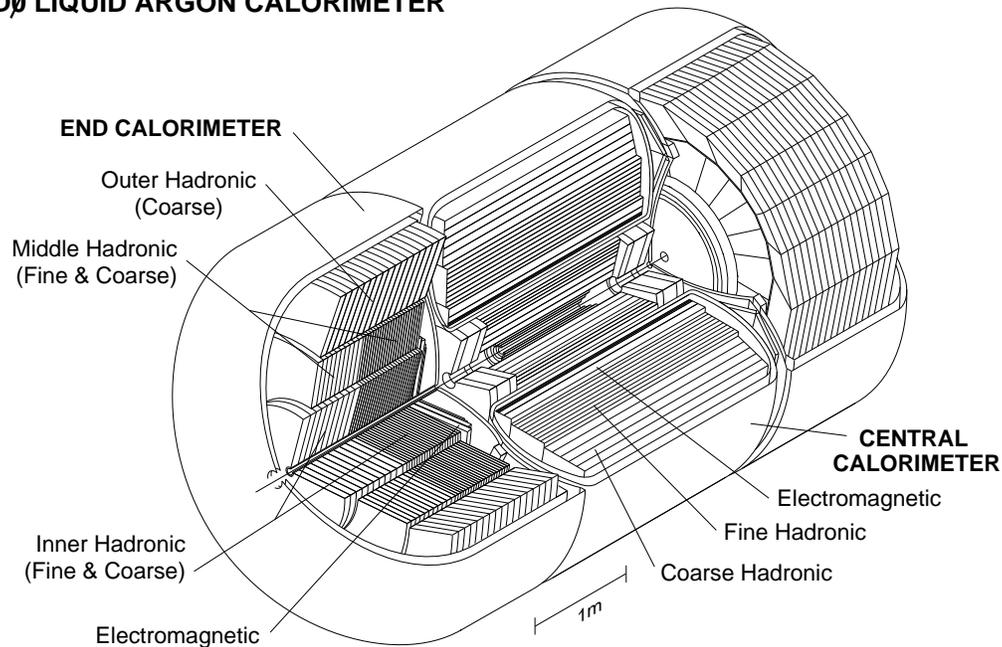
**DØ LIQUID ARGON CALORIMETER**

Figura 3.9: Vista isométrica do sistema de calorimetria. A estrutura dos calorímetros pode ser vista na seção em corte.

células com profundidades (medidas em comprimentos de radiação  $X_0$ ) variáveis. As duas primeiras camadas, com espessura da ordem de  $2X_0$  cada, são apropriadas para medir o desenvolvimento do início do chuveiro. A camada seguinte contém uma quantidade de material absorvedor correspondente a  $\sim 7X_0$  e compreende a região de maior deposição de energia do chuveiro eletromagnético. Sua segmentação, tanto em  $\eta$  quanto em  $\phi$  é duas vezes maior que a das outras camadas. O restante da energia do chuveiro eletromagnético é absorvida e medida na última camada, a qual corresponde a cerca de  $10X_0$ . Os módulos que compõem a seção hadrônica dos calorímetros possuem uma segmentação variável de acordo com a região do detetor.

O calorímetro central (CC) é composto por três camadas cilíndricas concêntricas que se constituem nas três seções previamente mencionadas. Cada seção é subdividida na

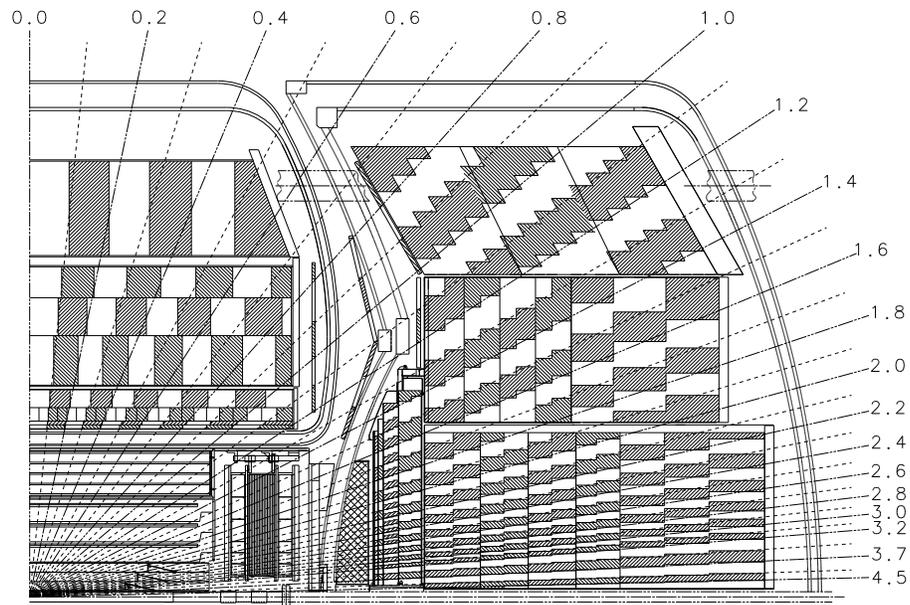


Figura 3.10: Vista em corte de um quadrante do calorímetro mostrando a segmentação em  $\eta$  e  $\phi$ . segmentos claros e escuros alternados indicam diferentes torres de leitura.

coordenada  $\phi$  em módulos, que contém as células básicas do calorímetro. São 32 módulos eletromagnéticos no anel interno, 16 módulos hadrônicos finamente segmentados no anel intermediário e 16 módulos hadrônicos pouco segmentados no anel externo. Esses anéis são ligeiramente rodados em  $\phi$  uns em relação aos outros com a finalidade de evitar a superposição de regiões não instrumentalizadas (fronteiras entre os módulos) destes anéis. A espessura das seções corresponde a aproximadamente:  $20,5X_0$  e  $0,76\lambda_A$  no CCEM e  $3,2\lambda_A$  em cada seção hadrônica, CCFH e CCCH.

Se no CC todas as seções têm a mesma geometria, o mesmo não se aplica aos calorímetros frontais (ECN e ECS), compostos cada um por: um módulo eletromagnético (ECEM) com quatro camadas de células em forma de disco, um módulo hadrônico interno (ECIH) cilíndrico de construção semelhante à do módulo eletromagnético e dois anéis concêntricos com 16 módulos cada que constituem os chamados calorímetros hadrônicos intermediário

(ECMH) e externo (ECOH). As quatro camadas de células que compõem o ECEM usam urânio como absorvedor e correspondem a pouco mais de  $20X_0$ . Nos módulos hadrônicos foram usados como absorvedor urânio e aço, com profundidade de absorção da ordem de  $8\lambda_A$ .

Com a finalidade de proporcionar uma correção para a energia depositada nas regiões não instrumentalizadas de separação entre os calorímetros frontais e central, dois arranjos de cintiladores, chamados ICD, foram instalados nas paredes internas dos calorímetros frontais. Cada arranjo consiste de 384 placas de cintiladores com dimensões  $\Delta\eta = 0,1$  e  $\Delta\phi = 0,1$ , orientadas na mesma direção das células dos calorímetros.

Protótipos dos módulos que compõem os calorímetros foram testados utilizando-se feixes de píons e elétrons e, também, raios cósmicos. Tanto módulos isolados quanto combinações de módulos formando torres de leitura foram testadas, e os resultados usados na determinação dos parâmetros da função de resolução de energia dos calorímetros

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{C^2 + \frac{S^2}{E} + \frac{N^2}{E^2}} . \quad (3.1)$$

Valores típicos dos parâmetros são

$$C = 0,003 \pm 0,002 , S = 0,157 \pm 0,005 \text{ GeV}^{1/2} \text{ e } N = 0,140 \text{ GeV} \quad (3.2)$$

para elétrons no ECEM e

$$C = 0,032 \pm 0,004 , S = 0,41 \pm 0,04 \text{ GeV}^{1/2} \text{ e } N = 0,128 \text{ GeV} \quad (3.3)$$

para píons no ECMH, com o valor de  $E$  na equação 3.1 dado em GeV.

Mais detalhes sobre projeto, funcionamento e desempenho dos calorímetros, assim como descrições do sistema de criogenia e mecânico, podem ser encontrados na referência [9] e em outras nela citadas.

### 3.2.3 O Sistema de Múons

Por sua especial relevância para esta tese, bem como por ter sido o subsistema sobre o qual recaíam nossas responsabilidades diretas, daremos uma descrição mais detalhada do sistema de detecção de múons do DØ [42, 43, 44].

O sistema de múons do DØ é composto por cinco magnetos de ferro e dois sistemas de detecção baseados no uso de câmaras de tubos de arrasto proporcionais (PDT), além de um arranjo de cintiladores cobrindo grande parte das câmaras centrais. Sua finalidade é a identificação e medida do *momentum* dos múons. Sua cobertura se estende até um ângulo de aproximadamente  $3^\circ$  em relação à direção do feixe. A figura 3.11 mostra uma vista explodida das câmaras que compõem o sistema. Ambos os sistemas de detecção de múons são constituídos por três camadas de câmaras proporcionais. A camada mais interna, localizada imediatamente após o calorímetro, é separada das camadas externas pelos magnetos. A comparação das trajetórias medidas antes e depois do magneto possibilita a determinação do *momentum* do múon. O espalhamento coulombiano múltiplo nos calorímetros e magnetos impõe, no entanto, um limite inferior de 18% à resolução do *momentum*. Os cintiladores têm a dupla função de proporcionar a confirmação de traços reconstruídos nas câmaras e de fornecer informação precisa sobre o tempo de passagem da partícula, o que possibilita a rejeição de traços não relacionados com o tempo de interação.

No DØ múons podem ser identificados mesmo no interior de jatos. Isso é possível

graças à grande quantidade de matéria (calorímetros e toróides) existente entre a região de interação e as câmaras externas, a qual minimiza a possibilidade de hádrons virem a atingi-las. O número de comprimentos de interação em função do ângulo polar é mostrado na figura 3.12.

O magneto central (CF) cobre a região de pseudo-rapidez  $|\eta| \leq 1$  e foi construído em três partes, das quais duas podem ser movidas a fim de permitir acesso aos detectores internos. Vinte espiras com dez voltas cada, envoltas ao longo do toróide de 109cm de espessura, conduzem uma corrente de 2500A que produz um campo de intensidade  $\approx 1,9T$  no interior do toróide. Localizados entre  $|z| = 447\text{cm}$  e  $|z| = 600\text{cm}$ , os magnetos frontais (EF) têm seção quadrada com um buraco, também quadrado, destinado à instrumentalização do sistema de baixos ângulos, centrado na linha do feixe. Cada toróide no EF é equipado com oito bobinas com oito voltas cada. Ligadas em série com as do CF, estas bobinas carregam uma corrente de 2500A que produz um campo de intensidade da ordem de 2T. Os toróides do sistema de detecção de múons de baixo ângulo (SAMUS) têm o mesmo formato que os toróides do EF e dimensões tais que se ajustam aos buracos destes. Duas bobinas com 25 voltas cada conduzem uma corrente de 1000A, produzindo campos de intensidade da ordem de 1,5T a 2T no interior dos toróides. Colimadores de tungstênio-chumbo foram instalados entre os magnetos do SAMUS e o cano do feixe para reduzir a taxa de partículas produzidas a baixos ângulos ou provenientes do halo do feixe que atingem as câmaras.

O sistema de múons de alto ângulo (WAMUS) [42] é composto por três camadas de câmaras que proporcionam as medidas de *momentum* e posição dos múons que atravessam

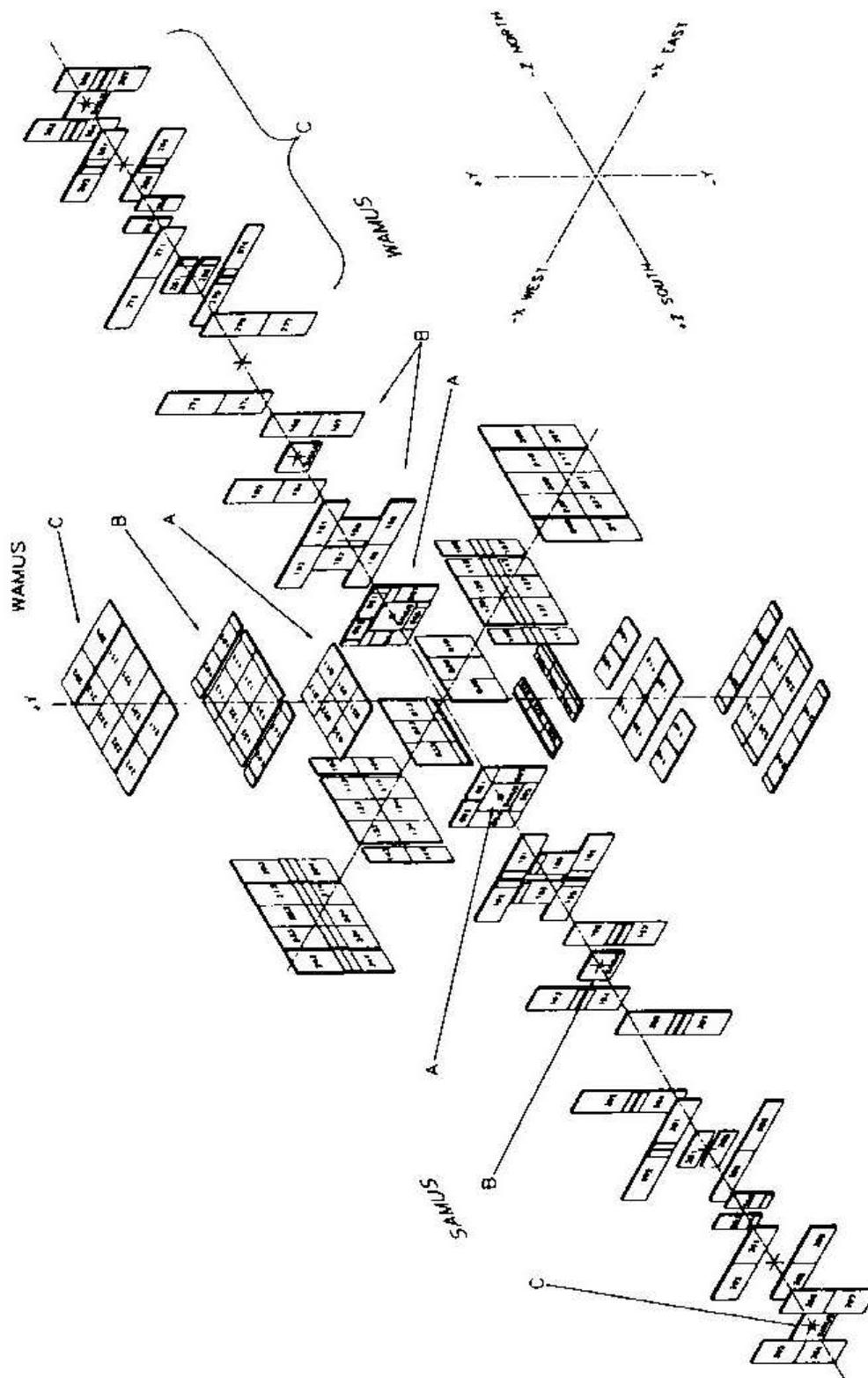


Figura 3.11: Vista explodida das câmaras de múons.

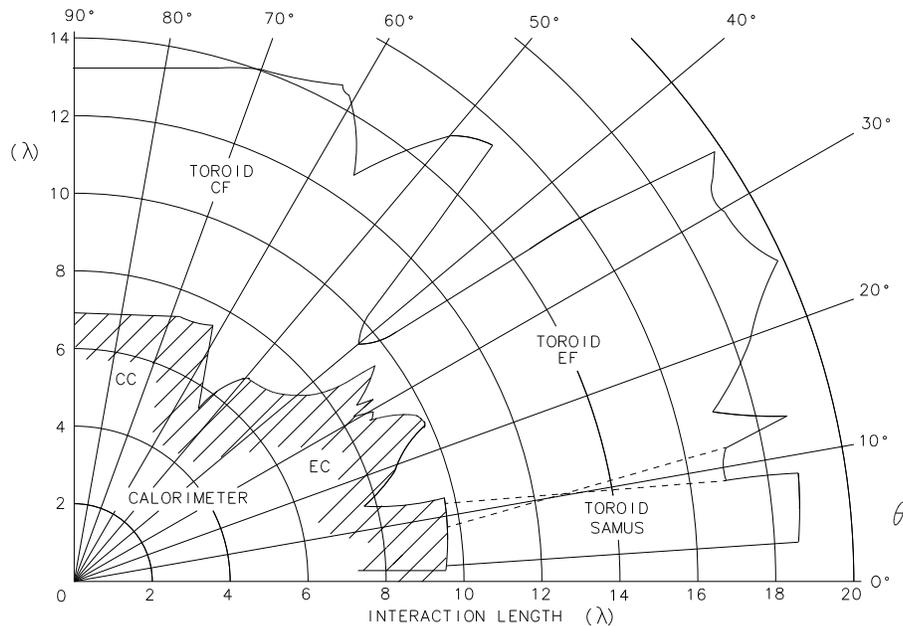


Figura 3.12: Número de comprimentos de interação em função de  $\theta$ .

sam o CF e parte daqueles que passam pelo EF. A primeira camada, situada antes do calorímetro, é formada por quatro planos de PDT. As camadas B e C, ambas com três planos de PDT, são posicionadas após os toróides, afastadas entre si por uma distância não inferior a  $1m$ . A estrutura em células de uma câmara do WAMUS pode ser vista na figura 3.13. O ligeiro deslocamento visto entre células de diferentes planos permite resolver a ambigüidade direita-esquerda na medida da coordenada transversal ao fio sensor.

A medida da coordenada  $\xi$  ao longo da direção do fio (que permite a determinação da coordenada azimutal  $\phi$ ) é obtida com o uso combinado dos sinais dos catodos e da informação de tempo do fio anodo. Os fios de células adjacentes são conectados (dois a dois) em uma das extremidades da câmara e lidos na outra. A diferença ( $\Delta T$ ) entre o tempo de chegada de um pulso em cada uma das extremidades fornece uma estimativa da posição  $\xi$  de passagem da partícula na célula. A precisão desta estimativa é da ordem de

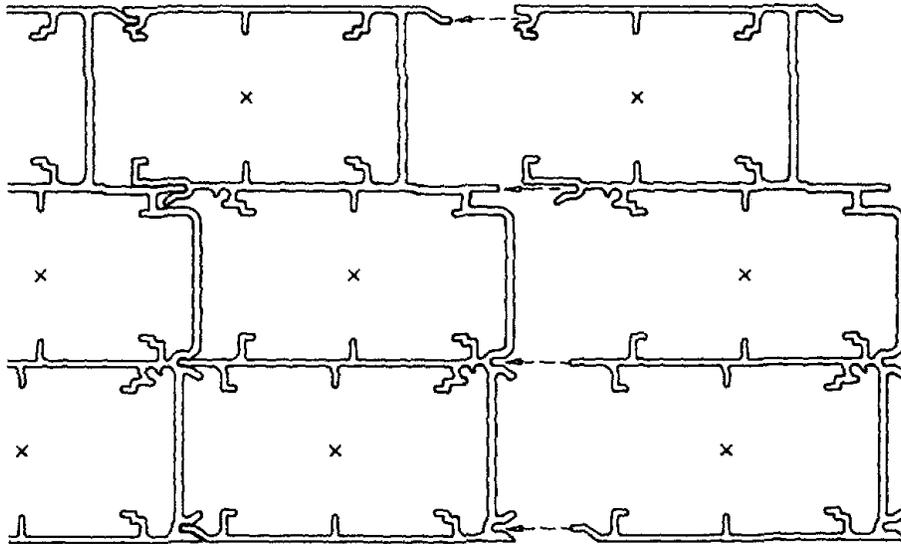


Figura 3.13: Vista transversal de uma câmara no WAMUS destacando a estrutura das células.

10 a 20cm. Uma determinação muito mais precisa de  $\xi$  é alcançada com o uso dos sinais dos catodos. Cada célula contém dois planos catodos, cada um dos quais dividido em duas porções, uma interna e outra externa, formando um padrão (que recebeu a denominação de padrão diamante) que se repete ao longo da célula, como visto na figura 3.14. A divisão de carga entre as porções interna e externa do catodo, também ilustrada na figura 3.14, é usada na determinação da posição do *hit* dentro de uma metade de padrão. A indicação de qual metade de padrão, dentre aqueles que constituem uma célula, foi atravessada pelo múon, é fornecida pela medida de posição feita com o uso de  $\Delta T$ . Catodos de planos adjacentes são deslocados de cerca de  $1/6$  do comprimento de um padrão a fim de minimizar a ambigüidade na determinação de  $\xi$  nas extremidades do padrão. A resolução atingida na medida de  $\xi$  em uma câmara é de cerca de  $\pm 3\text{mm}$ .

A determinação da coordenada perpendicular (ou distância de arrasto, que será usada no refinamento da medida do ângulo polar  $\theta$ ) ao fio é obtida do tempo de arrasto ( $t_{arr}$ )

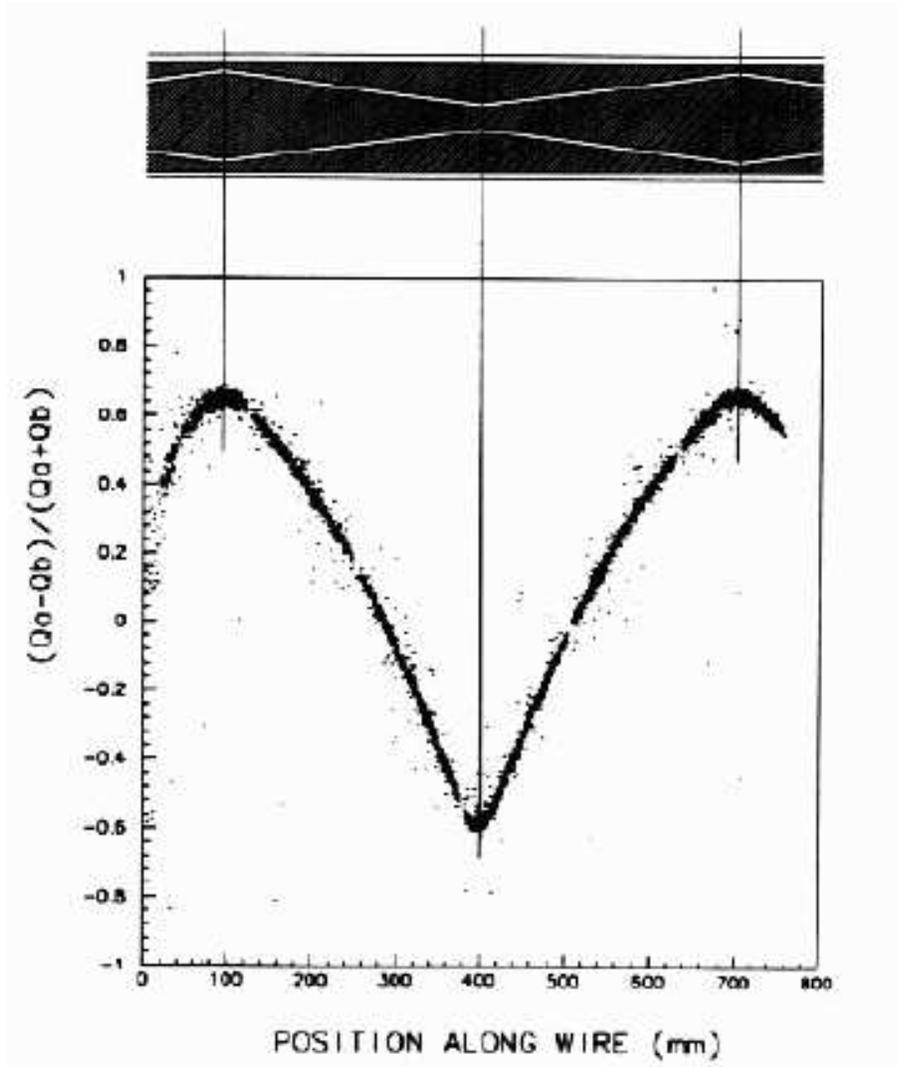


Figura 3.14: Estrutura de um plano catodo. O padrão “diamante” se repete ao longo da célula.

até o fio sensor das cargas produzidas pela passagem do múon pela célula. A relação entre tempo de arrasto e distância de arrasto [45] é mostrada na figura 3.15 para dois ângulos de incidência,  $0^\circ$  e  $45^\circ$ . Tal relação foi determinada a partir de calibrações com raios cósmicos, utilizando-se um arranjo de cintiladores e detetores proporcionais de fios para determinar a trajetória de passagem dos múons pelas câmaras. A resolução de posição obtida na coordenada perpendicular é de 0,3mm.

Figura 3.15: Relação entre distância de arrasto e tempo de arrasto.

As câmaras do WAMUS operam com uma tensão de +2,3kV nos catodos e +4,56kV nos fios sensores. O restante da estrutura da célula é mantida aterrada. A mistura gasosa usada é de Ar(90%)CF<sub>4</sub>(5%)CO<sub>2</sub>(5%). Sob essas condições, a velocidade de arrasto no interior da célula é de cerca de 6,5cm/ $\mu$ s e a relação tempo-distância aproximadamente linear.

Complementam o WAMUS os cintiladores instalados no topo e laterais do detetor (octantes 0-4 e 7). Cada módulo nestes octantes é coberto com oito placas de cintiladores, conectados através de *wavelength shifters* a fotomultiplicadoras. Este sistema mede o tempo decorrido entre o cruzamento dos *bunches* e a chegada das partículas nos cintiladores. Esta informação é útil na rejeição do ruído devido a partículas provenientes de raios cósmicos ou de espalhamento pelos quadrupolos magnéticos. Os cintiladores operam

dentro de uma janela de 80ns a partir do cruzamento dos feixes. Sua calibração é descrita na referência [46] e leva em conta, entre outras, a correção advinda do atraso do sinal introduzido pelos *wavelength shifters*, e que é da ordem de 30ns. A resolução de tempo típica dos contadores é de 3ns.

O sistema de múons de baixo ângulo (SAMUS) [44] é composto por dois arranjos (norte e sul) de estações de PDT com cobertura angular de aproximadamente  $3^\circ$  a  $10^\circ$  com relação à direção do feixe. Cada arranjo é constituído por três estações separadas entre si por cerca de 3m: a estação A situada antes do toróide e as estações B e C situadas após o toróide e antes dos quadrupolos magnéticos responsáveis pela colimação do feixe. Uma estação é formada por três planos de dubletos de PDT com os fios sensores dispostos em diferentes orientações,  $x$ ,  $y$  e  $u$ , conforme ilustrado na figura 3.16(a), sendo a direção  $u$  inclinada de  $45^\circ$  em relação a  $x$  e  $y$ . Cada plano é composto por duas camadas de tubos proporcionais cilíndricos de diâmetro interno de 29mm, mostrados na figura 3.16(b). Os tubos em uma camada são deslocados de meio tubo em relação aos da outra camada. A determinação da posição de um *hit* em uma estação SAMUS é feita combinando-se as informações dos planos  $x$ ,  $y$  e  $u$ .

As câmaras de baixo ângulo são operadas com uma mistura gasosa de  $\text{CF}_4(90\%)\text{CH}_4(10\%)$  e com os fios de anodo a um potencial de 4,00kV. Sob estas condições, o tempo de chegada dos sinais é uma função aproximadamente linear da distância de arrasto. O tempo máximo de arrasto no interior dos tubos é de 150ns com velocidade de arrasto de cerca de  $9,7\text{cm}/\mu\text{s}$ . A medida do tempo de arrasto é empregada na determinação da coordenada perpendicular ao fio sensor em um tubo do SAMUS. A precisão dessa medida

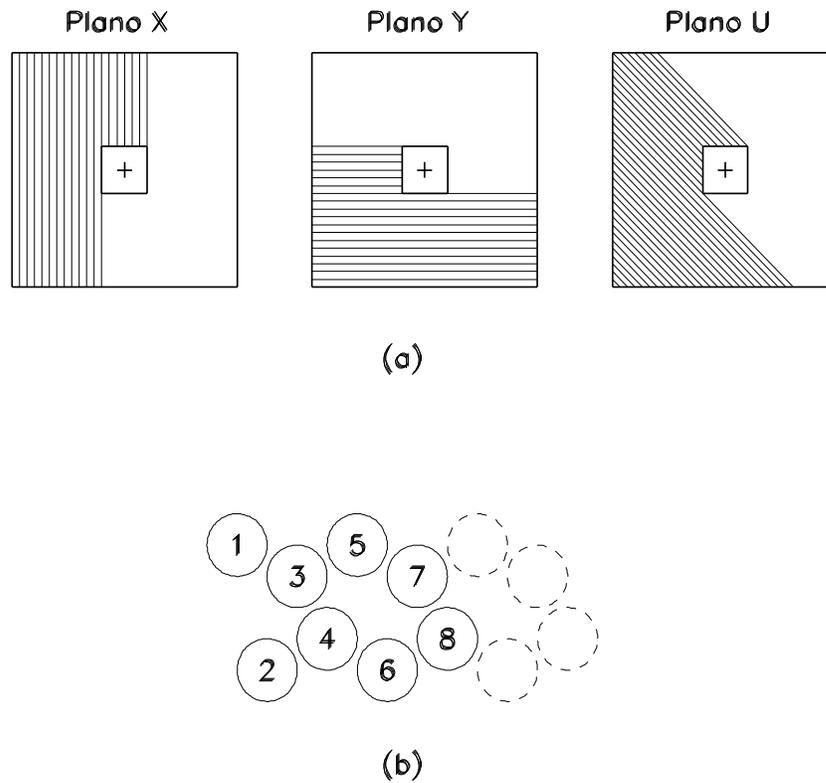


Figura 3.16: Vista esquemática (a) dos planos de uma estação SAMUS e (b) do arranjo dos tubos proporcionais dentro deles.

é de 0,35mm.

No próximo capítulo, em que será descrito o sistema de *trigger* do experimento, voltaremos a falar sobre mais alguns detalhes das câmaras de PDT. Mais informações, no entanto, podem ser obtidas nas referências [9, 42, 43, 44].

# Capítulo 4

## Sistema de Trigger e Aquisição de Dados

Neste capítulo descrevemos os sistemas de *trigger*<sup>1</sup> e aquisição de dados do experimento DØ. Maior ênfase será dada à descrição do *trigger* de múons, usado na coleta da amostra de dados utilizada neste estudo. Sua montagem e operação contaram com significativa participação do grupo do LAFEX/CBPF.

### 4.1 O Sistema de Trigger do DØ

O intervalo de tempo entre dois cruzamentos sucessivos dos *bunches* de prótons e antiprótons no Tevatron é de cerca de  $3,5\mu\text{s}$ . À luminosidade típica de  $5 \times 10^{30}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  ocorrem em média 0,75 interações inelásticas por cruzamento dos feixes, o que implica em uma taxa de interação da ordem de 200kHz. No entanto, somente uma pequena fração destes eventos provém de colisões inelásticas profundas entre os pártons e são, portanto, relevantes para o estudo dos tópicos de física anteriormente mencionados.

O tempo necessário para a completa caracterização de um evento é muitas vezes su-

---

<sup>1</sup>A palavra *trigger* (gatilho) será usada para designar tanto o aparato de hardware/software quanto um evento aceito por esse aparato.

perior ao intervalo de tempo entre cruzamentos sucessivos de *bunches*. Torna-se, portanto, impraticável analisar detalhadamente cada evento antes de se decidir sobre sua manutenção ou rejeição. Idealmente, tal decisão deve ser feita no intervalo de tempo entre cruzamentos sucessivos dos *bunches*, reduzindo a zero o tempo morto<sup>2</sup> na operação do detetor. Portanto, eventos ordinários devem ser rapidamente rejeitados e os eventos potencialmente interessantes identificados e gravados pelo sistema de aquisição de dados, para posterior investigação. Isto é obtido através de um sistema de *trigger*, que possibilita o rápido reconhecimento de características particulares dos eventos que se deseja estudar.

O sistema de *trigger* usado no experimento DØ [47, 48, 49, 50] é constituído por três níveis de crescente complexidade na caracterização de eventos relevantes: o *trigger* de nível 0, o *trigger* de nível 1 e o *trigger* (ou filtro) de nível 2.

O *trigger* de nível 0 [47] é baseado no uso de cintiladores e tem por objetivo detetar a ocorrência de colisões inelásticas durante o cruzamento dos feixes. A decisão do nível 0 é feita em alguns nanossegundos e não introduz, portanto, qualquer tempo morto na operação do detetor. Outra função do *trigger* de nível 0 é fornecer uma estimativa rápida da posição do vértice primário. Esta estimativa é feita com resolução de  $15\text{cm}$  e em apenas  $800\text{ns}$ , sendo subseqüentemente usada pelo *trigger* de nível 1 para o cálculo mais preciso dos valores de energia transversa ( $E_T$ ). Além dessas funções, os arranjos de cintiladores de nível 0 servem, ainda, como monitores de luminosidade da experiência (seção 4.5).

A taxa de eventos transferida do nível 0 para o nível 1 depende da luminosidade instantânea. Para a luminosidade de  $5 \times 10^{30}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  esta taxa é da ordem de  $150\text{kHz}$ .

---

<sup>2</sup>Tempo morto é o tempo em que o detetor se encontra indisponível para a leitura de novos eventos pelo fato de já estar processando um evento anterior.

O *trigger* de nível 1 é baseado no uso de elementos de *hardware* em uma estrutura flexível, modificável via *software*. O *trigger* do calorímetro e parte dos elementos do *trigger* de múons operam dentro do intervalo de  $3,5\mu\text{s}$  entre interações sucessivas, não implicando em tempo morto no funcionamento do detetor. Outros elementos do *trigger*, no entanto, necessitam de mais tempo - da ordem de várias passagens dos feixes - para formular uma decisão. Este é o caso de parte do *trigger* de múons e do *trigger* de elétrons do TRD. Estes *triggers* são usualmente chamados de nível 1.5.

O elemento básico do *trigger* do calorímetro [48, 49] são torres (com dimensão  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,2 \times 0,2$ ) de células, orientadas em direção ao centro do detetor. O *trigger* de nível 1 vasculha o calorímetro a procura de torres com deposição de energia acima de limiares previamente programados e verifica o balanço geral de energia do evento calculando o desbalanço de energia transversa total ( $\cancel{E}_T$ ). O *trigger* de múons [50] verifica a ocorrência de padrões de *hits* nas câmaras de múons consistentes com a trajetória de uma partícula originária do centro do detetor.

O controle dos componentes do *trigger* de nível 1 e a interface para o próximo nível de caracterização são feitos pelo *framework* [48, 49]. O *framework* recebe e processa as informações digitalizadas provenientes de cada elemento de *trigger* e decide se o evento deve ou não ser aceito. Para que o evento seja mantido para posterior exame pelo nível 2 ele deve satisfazer a um ou mais dos *triggers* físicos programados no *framework*. Cada *trigger* físico consiste de uma combinação de termos AND-OR dos elementos de *trigger* (ex.: *1 múon com  $p_T > 3\text{GeV}/c$  .AND. 1 jato com  $E_T > 10\text{GeV}$* ). Um máximo de 32 *triggers* físicos podem ser definidos no nível 1. Diferentes *triggers* físicos possuem taxas de

aceitação que podem variar de muitas ordens de grandeza entre si. A razão é que as seções de choque para os processos físicos - que estes *triggers* pretendem identificar - são muito diferentes umas das outras. Por exemplo, a produção inclusiva de múons é um processo muito mais abundante do que a produção de dois múons em um mesmo evento ou de um evento com grande desbalanço de energia transversa. Para que o detetor possa operar com cerca de 30 *triggers* com taxas de aceitação tão diferentes, torna-se necessário re-escalonar os *triggers* mais abundantes através de um fator, chamado *prescale*. O *prescale* é um fator inteiro N de rejeição que determina que somente um em cada N eventos que passam pelo *trigger* serão enviados para o nível subsequente. O efeito líquido é a redução da aceitação do *trigger* por um fator de  $1/N$ . Esta tarefa de controle dos *prescales* dos vários *triggers* é feita pelo *framework*. Também a aplicação dos vetos que podem inibir a aceitação de um evento é outra, entre muitas atribuições do *framework*. A taxa total de eventos transferidos do nível 1 para o nível 2 tem que ser mantida em torno de 100Hz, devido à capacidade limitada de processamento do nível 2.

Se algum *trigger* de nível 1 (ou 1.5 no caso de *triggers* que possuem o nível intermediário 1.5) é satisfeito inicia-se então a ação do nível 2. Cerca de 1ms após a decisão do *trigger* os dados dos diversos componentes do detetor, digitalizados pelas ADC e FADC <sup>3</sup>, estão disponíveis nos *buffers* de saída de cerca de 80 bastidores VME. Estes dados, juntamente com palavras que registram as decisões dos *triggers* de nível 0 e 1, são enviados para uma *farm* de 48 microprocessadores onde são parcialmente reconstruídos, convertidos para o formato ZEBRA e selecionados sob a ação dos filtros de nível 2. Esses filtros

---

<sup>3</sup>As ADC (Analog to Digital Converter) e FADC (Flash ADC) são módulos eletrônicos que produzem um sinal de saída digitalizado a partir de um sinal de entrada analógico.

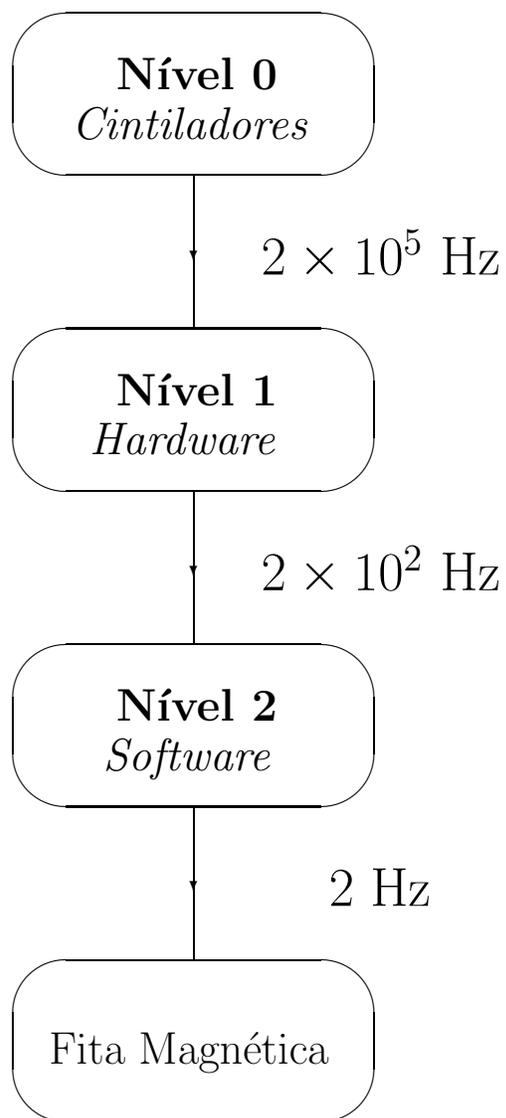


Figura 4.1: Taxas típicas de transferência de dados entre os níveis do *trigger* e para fita magnética.

são construídos em torno de uma série de pacotes (conjuntos de rotinas). Cada pacote desempenha uma tarefa específica relacionada à identificação de um tipo de partícula ou caracterização de um tipo de evento (por exemplo, a identificação de múons e elétrons, localização de *clusters* de energia nos calorímetros, localização de jatos, etc.). Estes pacotes são combinados na forma de *scripts*. A cada *trigger* de nível 1 é associado um *script*, que pode dar origem a diferentes filtros de nível 2, dependendo de exigências adicionais, como um limiar de energia, por exemplo. Ao máximo 128 filtros podem ser definidos no nível 2.

O tempo morto no processamento de eventos pelo nível 2 - que ocorre quando nenhum processador se encontra disponível para receber um evento aceito pelo nível 1 - é inferior a 2% e a taxa de saída de eventos do nível 2 para armazenamento em fitas magnéticas é de  $\approx 2\text{Hz}$ .

## 4.2 O Sistema de Trigger de Múons

A seleção de candidatos pelo *trigger* de múons é feita independentemente em cinco regiões do detetor: a região central (CF) do WAMUS, os setores norte e sul do WAMUS que compõem o EF e os setores norte e sul do SAMUS. Há ainda uma região em que as câmaras do EF e do SAMUS se sobrepõem, conhecida como *Overlap*, onde as informações dos *triggers* do EF e do SAMUS são combinadas. Ao final, com a inclusão dos setores norte e sul do *Overlap*, há um total de sete regiões de *trigger* de múons.

A informação básica para o sistema de *trigger* de múons consiste em um bit para cada célula das câmaras proporcionais. Uma placa mãe (Mother Board), conectada à câmara,

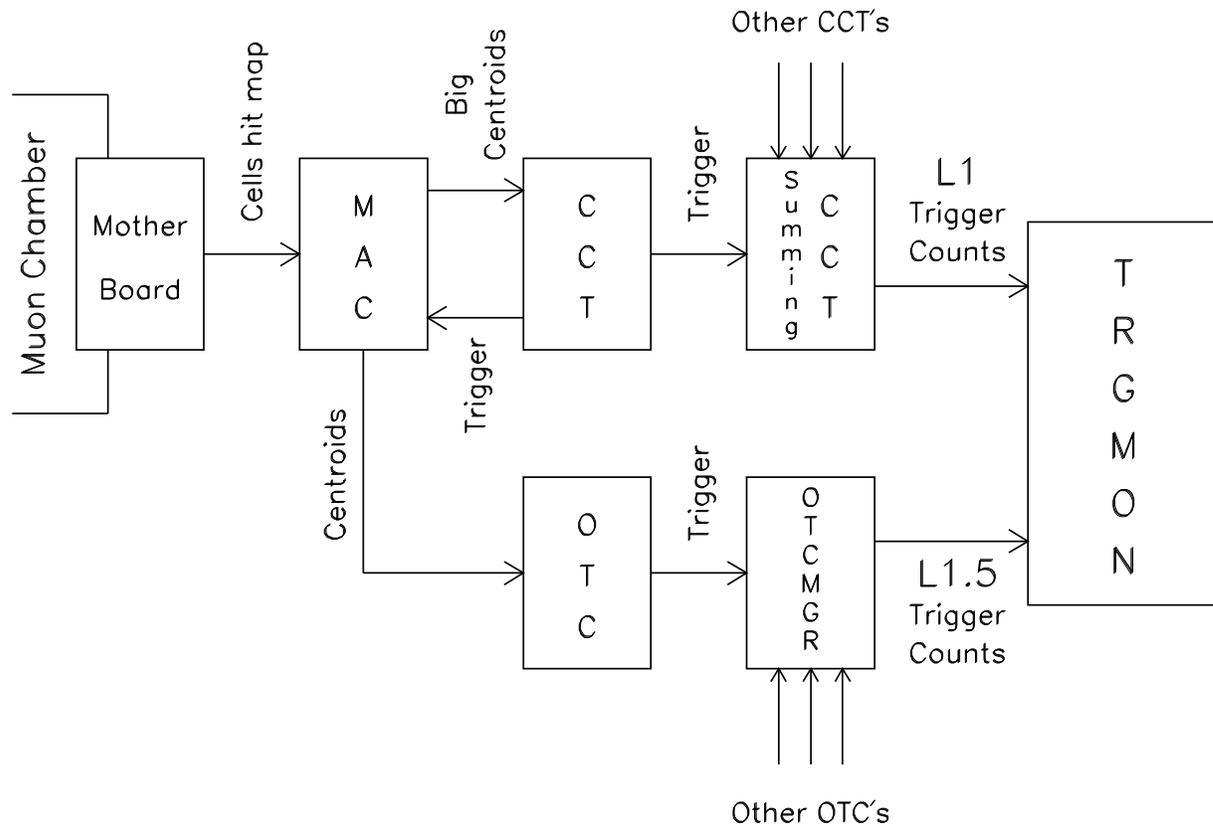


Figura 4.2: Diagrama do *trigger* de múons.

lê e discrimina os sinais elétricos provenientes dos catodos das células associando, a cada célula com sinal acima do limiar, um *hit*. O bit correspondente é então “marcado” e a informação transmitida para placas chamadas MAC (Module Address Cards) [51].

Cada MAC vasculha o mapa de bits proveniente de uma câmara (há uma placa MAC para cada câmara) à procura de combinações de *hits* correspondentes a padrões previamente gravados em memórias programáveis. Estes padrões são consistentes com traços que apontam para o centro do detetor e são associados a **centróides**, cuja definição é: a mais provável meia-célula pela qual teria passado a partícula, no plano intermediário da câmara. Os centróides encontrados são logicamente somados (OR), ainda nas MAC,

em grupos de três ou quatro, produzindo **grandes centróides** para uso do *trigger* de nível 1. Uma lista completa dos centróides é também mantida e, caso o evento seja aceito pelo nível 1, enviada para o nível 1.5. As placas MAC usadas nas diversas regiões são fisicamente idênticas. A diferença reside nas equações lógicas - referentes aos padrões de *hits* que formam os centróides - programadas em cada placa.

O processamento do *trigger* de nível 1 é feito por placas chamadas CCT (Coarse Centroid Trigger Card) e STC (SAMUS Trigger Card) e baseia-se na identificação de segmentos de macro-centróides (grupos de quatro grandes centróides logicamente somados) ao longo das camadas de câmaras que compõem o sistema de múons. No nível 1.5 placas chamadas OTC (Octant Trigger Card) fazem uma busca mais refinada usando centróides ao invés de grandes centróides.

O diagrama do *trigger* de múons é mostrado na figura 4.2. Descrevemos a seguir, um pouco mais detalhadamente, os elementos de *trigger* de nível 1 e 1.5 nos detetores de alto e baixo ângulo.

### 4.2.1 WAMUS

O sistema de câmaras de múons do WAMUS é composto por dois subsistemas com geometrias diferentes: o CF e o EF. Ambos, no entanto, usam o mesmo tipo de câmaras. Também o princípio de funcionamento do *trigger* em ambas as regiões é o mesmo. A diferença reside apenas na forma como as informações das três camadas de PDT são combinadas para produzir a decisão do *trigger*.

A disposição simétrica na coordenada azimutal  $\phi$  das câmaras de múons do CF define octantes, numerados de 0 a 7, que formam a estrutura básica de *trigger* no CF. Esta

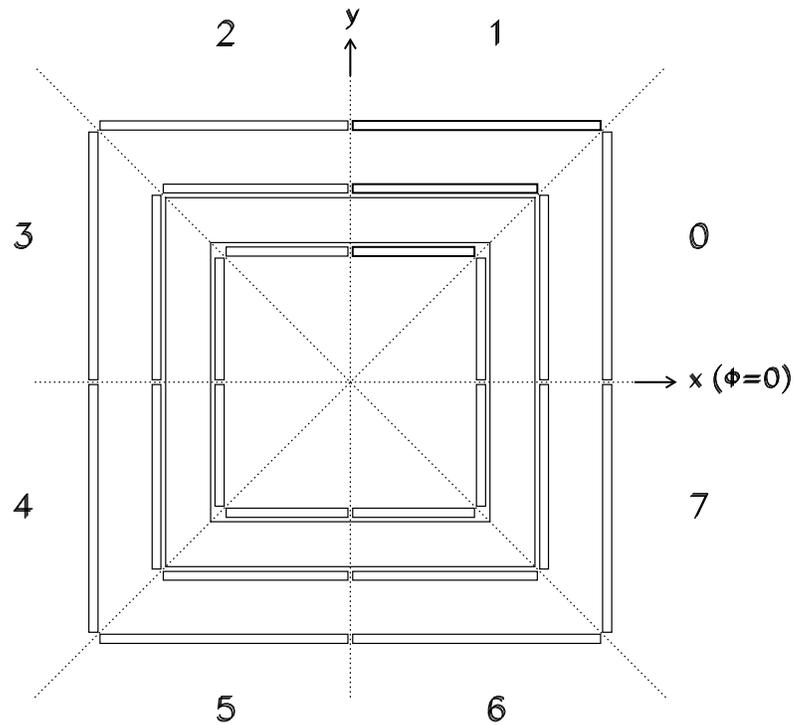


Figura 4.3: Estrutura em octantes das câmaras no CF.

estrutura pode ser vista na figura 4.3. Cada octante, com exceção dos octantes 5 e 6, é composto por três câmaras na camada A e cinco nas camadas B e C. Os octantes 5 e 6, situados na parte inferior do detetor, possuem menos câmaras devido às estruturas mecânicas de sustentação do detetor. A figura 4.4 proporciona uma vista em corte do CF e ilustra a disposição das câmaras em um octante do topo e em um octante na parte de baixo do detetor. As câmaras são por sua vez formadas por planos, em número de quatro na camada A e três nas demais camadas, conforme explicado na seção 3.2.3. Cada plano é formado por 24 células.

As MAC produzem para cada câmara uma lista de ocupação dos 47 centróides (cor-

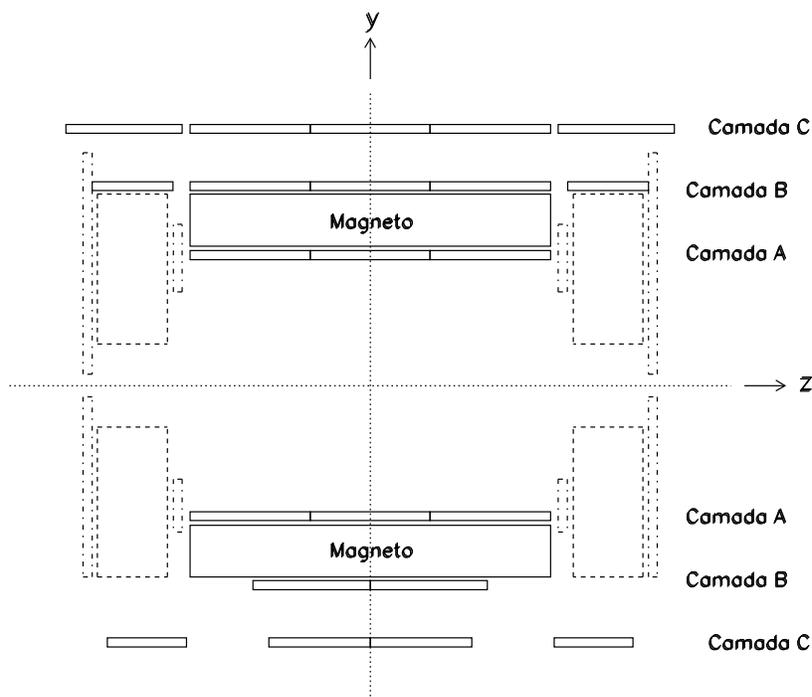
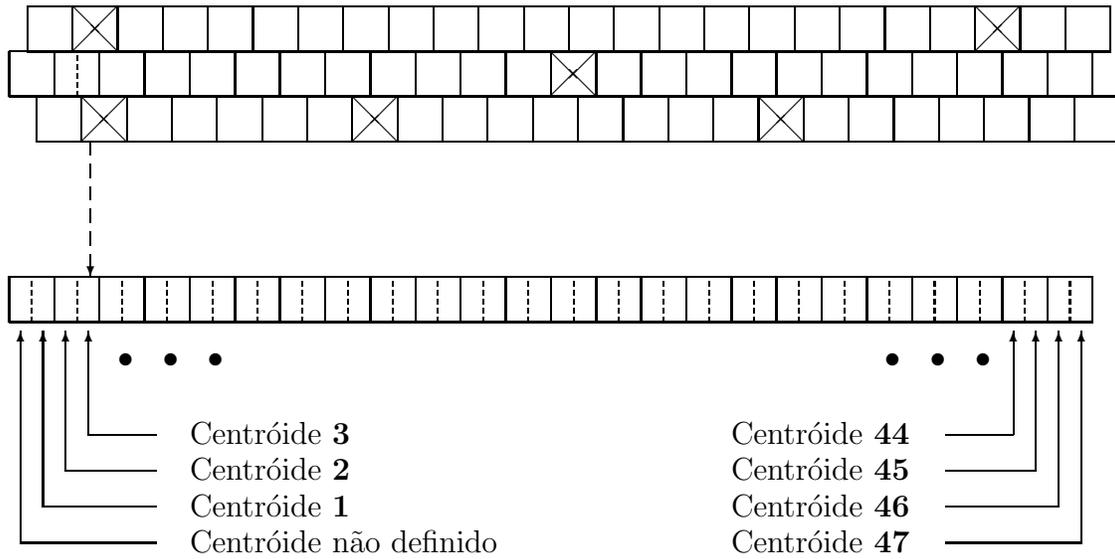


Figura 4.4: Vista lateral em corte das câmaras do CF. Vê-se no topo a estrutura típica (3A+5B+5C) de um octante e em baixo um octante com cobertura parcial, conforme explicado no texto. As estruturas em linha tracejada e tracejada+pontilhada representam os magnetos e algumas câmaras do EF, respectivamente.

respondentes às 48 meia-células menos uma, na extremidade, para a qual não há a possibilidade de se definir um centróide), de acordo com a ocorrência de *hits* nas células da câmara. Esse processo está ilustrado na figura 4.5. O resultado da soma lógica, em grupos de três, dos bits correspondentes às 48 meia-células (1+47 centróides) é um mapa de 16 grandes centróides, os quais são usados pela CCT.

Cada octante conta com uma placa CCT encarregada de processar os mapas de grandes centróides recebidos de cada uma das 13 câmaras que o compõem. Neste estágio os grandes centróides são mais uma vez somados logicamente em grupos de quatro, pro-

### Centróides



### Grandes Centróides

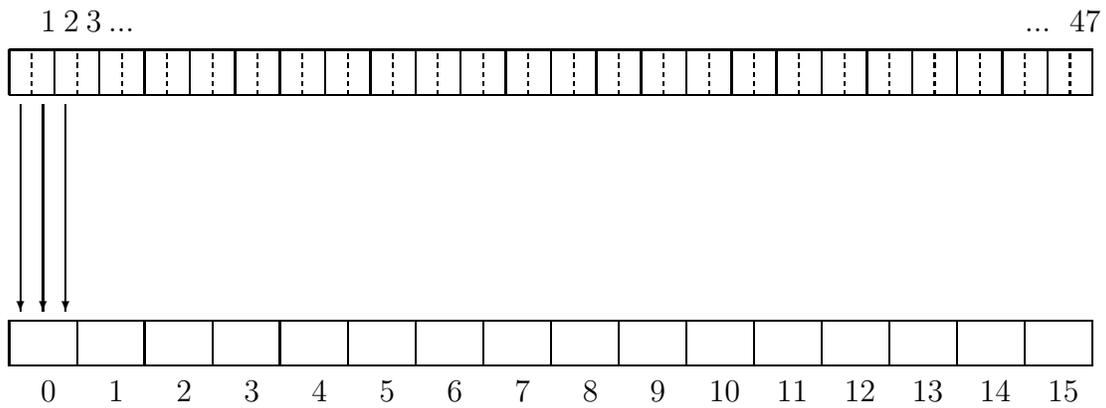


Figura 4.5: Formação e representação de centróides e grandes centróides em uma câmara da camada C.

duzindo **macro-centróides** com 60cm de largura, que são o elemento básico do *trigger* de nível 1. A segmentação final é de 12 macro-centróides na camada A e 20 nas demais. A seguir, o mapa de macro-centróides é vasculhado em busca de combinações válidas de macro-centróides nas camadas A, B e C. Estas combinações, gravadas em uma memória programável, correspondem a padrões que apontam para o centro do detetor. Cada combinação encontrada significa um candidato aceito pelo *trigger* de nível 1 no octante.

Uma segunda placa CCT (chamada *summing* CCT) reúne a informação de todas as CCT e faz a contagem do número total de candidatos identificados no CF. O resultado da contagem é registrado em dois bits, correspondendo às multiplicidades de 0, 1, 2 e 3 ou mais candidatos, e enviado para a placa monitora do *trigger* (TRGMON).

Uma decisão positiva do *trigger* de nível 1 faz com que as MAC enviem as listas de centróides para as OTC, iniciando o trabalho do *trigger* de nível 1.5.

Cada OTC recebe dados de uma MAC de cada camada. Uma OTC é constituída por um conjunto de  $4 \times 4$  pares de memórias programáveis e cada par é programado com o conjunto completo de combinações lógicas de centróides correspondentes a trajetórias válidas para múons acima de certos valores de limiar de *momentum* - 3GeV/c e 7GeV/c foram os valores usados. Esta arquitetura permite que as 16 combinações provenientes de  $1A \times 4B \times 4C$  centróides sejam examinadas ao mesmo tempo e comparadas com os padrões previamente programados. O processo é repetido para cada centróide da camada A e os endereços dos conjuntos de centróides A, B e C confirmados pela OTC são transferidos para uma memória em que está contida a informação de *momentum* e posição de todas as combinações que satisfazem às exigências do *trigger*. Estas informações são

enviadas a uma placa chamada OTCMGR (OTC ManaGeR). A OTCMGR, após receber os dados de todas as OTC do setor, contabiliza o número de candidatos aceitos pelo nível 1.5 e o valor de *momentum* do candidato de maior *momentum* e envia estas informações, registradas em três bits, para a TRGMON.

Como anteriormente dito, o sistema de *trigger* no EF é bastante similar ao do CF. Os padrões usados pelas MAC na definição dos centróides e as equações lógicas, associando combinações de centróides nas três camadas a traços deixados por um múon, são as únicas diferenças. As equações lógicas são diferentes por refletir a diferente disposição geométrica das câmaras no EF. Já os padrões utilizados na definição dos centróides foram inicialmente definidos de forma idêntica para ambas as regiões. Posteriormente, devido à maior taxa de ocupação das câmaras a altos valores de rapidez, foi necessário definir padrões de formação de centróides mais restritivos para as câmaras do EF, a fim de se conseguir uma maior rejeição do *background* combinatório. A primeira alteração foi o aumento, de 2 para 3, no número mínimo necessário de planos com *hits* na camada A para configurar um centróide. Uma segunda alteração consistiu em substituir os padrões usados para a formação de centróides na camada B por padrões direcionais apropriados à geometria do EF. Dentre o conjunto de padrões herdado do CF havia padrões compatíveis com segmentos de traço orientados em ambas as direções diagonais (baixo-esquerda para alto-direita e baixo-direita para alto-esquerda). Este conjunto de padrões foi substituído por dois conjuntos de padrões direcionais, cada um consistindo de padrões orientados em uma das direções diagonais. O uso destes novos padrões assegura que somente segmentos compatíveis com traços apontando para o centro serão usados no *trigger*. Para imple-

mentar esta modificação foi necessário reprogramar com as novas equações as memórias programáveis de cerca de uma centena de placas MAC. Realizamos esta tarefa com sucesso durante uma parada programada do acelerador nos meses de janeiro e fevereiro de 1995.

### 4.2.2 SAMUS

O sistema de detecção de múons de baixo ângulo é um pouco mais complexo que o WAMUS. Por esta razão, antes de descrever o funcionamento do *trigger* nesta região vamos recordar sua composição. Cada porção do SAMUS (norte e sul) é formada por três estações de PDT, referidas como A, B e C. E cada estação é constituída por três planos com tubos em diferentes orientações,  $x$ ,  $y$  e  $u$ , esta última formando ângulo de  $45^\circ$  em relação às outras.

O sistema de *trigger* do SAMUS baseia-se na localização (descrita abaixo) de tripletos  $xyu$  de pontos em cada uma das estações e na identificação de segmentos unindo centróides de uma mesma vista ( $x$ ,  $y$  ou  $u$ ) nos correspondentes planos de cada uma das três estações.

As duas camadas de 64 tubos proporcionais que constituem cada plano de uma estação do SAMUS geram 128 centróides, os quais, após logicamente somados de quatro em quatro, dão origem a 32 grandes centróides, usados de entrada pelas placas STC.

O processamento do *trigger* de nível 1 é feito em três etapas, ilustradas no diagrama 4.6.

Na primeira etapa os grandes centróides de cada um dos planos que compõem uma estação são combinados em busca de conjuntos válidos de centróides  $xyu$ , denominados tripletos. As combinações válidas encontram-se gravadas em memórias programáveis nas placas STC - uma para cada estação - dedicadas à tarefa de identificar tripletos.

Na segunda etapa as coordenadas dos tripletos identificados na fase anterior (os

centróides que não participam de nenhuma combinação  $xyu$  são suprimidos) são passadas para três outras placas STC. Cada uma dessas placas recebe de cada uma das anteriores, as coordenadas referentes a apenas uma das vistas ( $x$ ,  $y$  ou  $u$ ). Sua tarefa é encontrar combinações A, B e C desta coordenada (por exemplo,  $x_Ax_Bx_C$ ) que formem um segmento válido ao longo das três estações.

As coordenadas na estação A dos segmentos encontrados em cada uma das vistas são usadas no terceiro e último estágio de processamento do *trigger* de nível 1. Nesta fase uma placa STC procura por tripletos  $x_Ay_Au_A$ , exatamente como na primeira etapa. Porém, os tripletos confirmados nesta etapa estão necessariamente associados a segmentos em  $x$ ,  $y$  e  $u$  ao longo das três estações. Estes tripletos são mapeados em 12 regiões nas quais é dividida a superfície coberta pela estação A. Tripletos situados dentro de uma mesma região são logicamente somados e computados como um *trigger*. O número total de *triggers* reportado pelo nível 1 refere-se ao número de áreas com *trigger*.

À semelhança do que ocorre no WAMUS, também no SAMUS, havendo decisão positiva do nível 1 o mapa de centróides é enviado das placas MAC para as placas OTC, via uma placa intermediária chamada SAMCEN. Esta placa tem a dupla função de distribuir os centróides (somente aqueles realmente necessários) para as placas OTC apropriadas e eliminar um a cada dois centróides consecutivos. Ao se enviar somente centróides relevantes para as OTC e se manter somente o segundo dentre centróides consecutivos, diminui-se enormemente o tempo de processamento do *trigger* de nível 1.5.

Simplificadamente, dá-se da seguinte forma a procura de candidatos pelo nível 1.5. Uma classe de OTC procura por seguimentos de centróides nas vistas  $x$  e  $y$  ao longo das

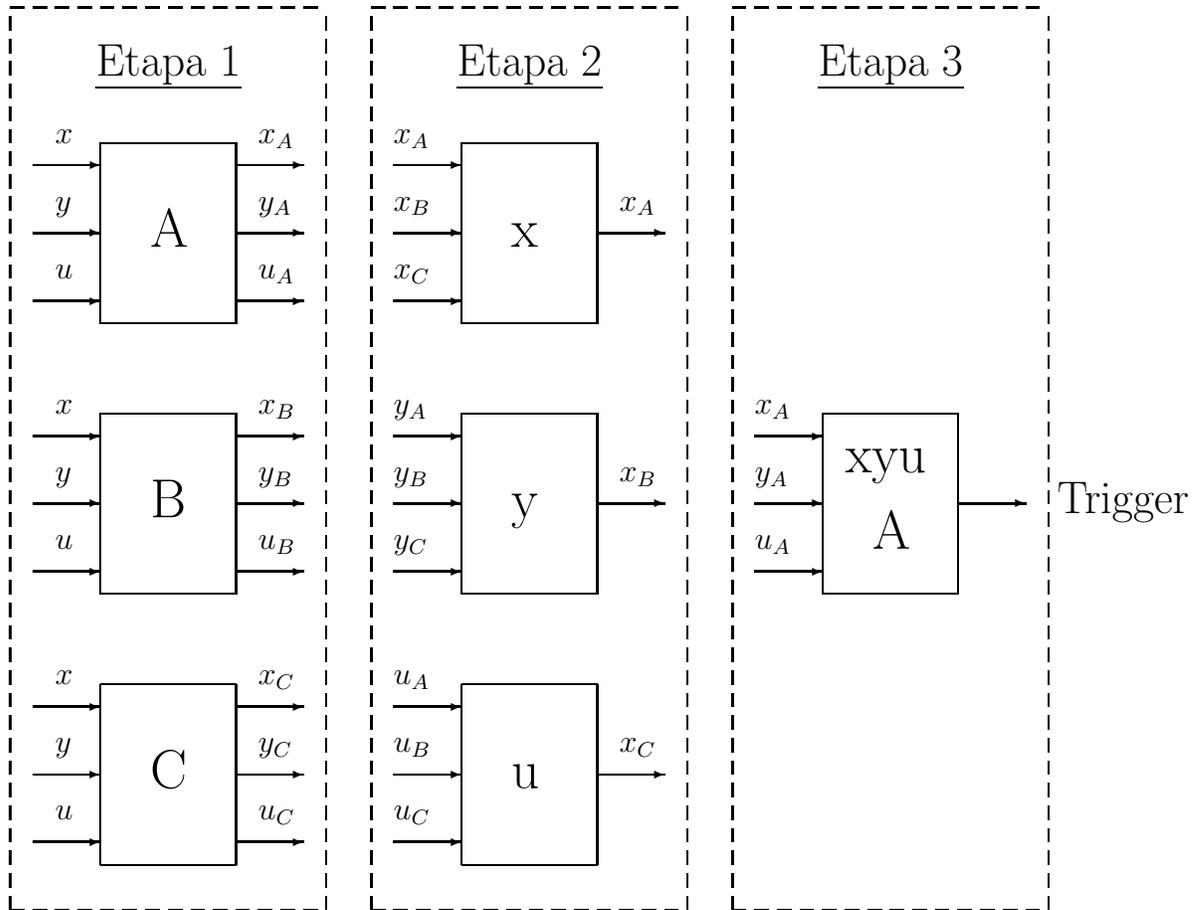


Figura 4.6: Diagrama do *trigger* de nível 1 do SAMUS.

três camadas de câmaras, semelhantemente às CCT na etapa 2 no nível 1. Independentemente, outra classe de OTC busca identificar combinações válidas  $xyu$  na estação B. A seguir as coordenadas na camada B dos seguimentos identificados pelas primeiras OTC são comparadas com as coordenadas  $x_B y_B u_B$  dos tripletos identificados pelas outras placas. Havendo correspondência, a(s) trajetória(s) do(s) candidato(s) é(são) comparada(s) com padrões pre-programados nas memórias eletrônicas das placas, os quais correspondem a trajetórias permitidas para múons acima de um limiar de *momentum* transverso. Os candidatos que passam por esta fase são aceitos e enviados para processamento pelo filtro de nível 2.

### 4.3 Filtros de Múons (ou Trigger de Nível 2)

O *trigger* de múons de nível 2 emprega algoritmos similares aos utilizados pelo programa de reconstrução *offline* para fazer a reconstrução parcial dos eventos no sistema de múons e selecionar aqueles que satisfazem a critérios cinemáticos e de qualidade pré-estabelecidos.

Sua ação se dá em duas etapas:

- (i) A informação de cada célula com um sinal no catodo é convertida em informação espacial no sistema de coordenadas do detetor. Um ponto no plano  $r - \phi$  e um ponto no plano  $r - z$  são associados ao sinal na célula;
- (ii) A trajetória do múon é reconstruída em ambas as vistas,  $r - \phi$  e  $r - z$ . Seu *momentum* é inferido do desvio da trajetória no plano  $r - z$  ao atravessar o toróide. Exige-se que a trajetória seja compatível com a de um múon produzido na região de interação.

O filtro de múons também identifica e rejeita múons provenientes de raios cósmicos. Traços opostos no sistema de múons são atribuídos a cósmicos. Consideram-se como opostos, traços reconstruídos com  $\Delta\phi > 160^\circ$  e  $\Delta\theta > 170^\circ$ . Também são identificados como cósmicos, três ou mais pontos reconstruídos dentro de uma janela, com 60 cm de largura em  $r - z$  e 150cm de largura em  $r - \phi$ , centrada na trajetória de um múon reconstruído no lado oposto do detetor.

Para ser aceito pelo nível 2 o candidato a múon deve, por fim, ter  $p_T > 3\text{GeV}/c$ .

## 4.4 Trigger Físico: O Trigger de Múons Inclusivo

Conforme mencionado na seção 4.1 um *trigger* físico é uma combinação dos elementos básicos de *trigger* (elétrons, múons, torres do calorímetro com energia acima de um limiar pré-determinado, etc...) logicamente conectados entre si e/ou a exigências e vetos adicionais.

Várias configurações de *triggers* físicos foram utilizadas ao longo do *Run 1* para a coleta de múons inclusivos. A diferença entre essas configurações reside em características tais como a aceitação angular, limiar de *momentum* transverso e incorporação de novas ferramentas (ex.: cintiladores), entre outras.

A amostra de dados estudada neste trabalho foi coletada em duas semanas durante o *Run 1C*, num breve período de cerca de um mês em que o Tevatron operou na energia de centro de massa de 630GeV. O *trigger* físico usado foi o MU\_1\_CENT-LNR, cuja configuração era:

- Nível 1:

- Um ou mais candidatos a múon dentro da região de pseudo-rapidez  $|\eta| \leq 1$ , quadrantes 1 a 4 do *trigger*;
  - Confirmação de tempo do cintilador: candidato dentro de uma janela de  $\pm 80$ ns em torno do tempo de interação;
- Nível 2:

Confirmação de ao menos um candidato a múon com:

- $p_T > 3\text{GeV}/c$ ;
- Excelente qualidade de reconstrução no sistema de múons;
- Deposição de energia em células do calorímetro ao longo de sua trajetória;
- Sinal na placa de cintilador situada na direção para a qual aponta o traço;

A coleta desses dados se deu sempre a valores de luminosidade instantânea inferiores a  $2 \times 10^{30}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . Sob estas condições as taxas de *trigger* se mantinham baixas e o *trigger* pôde ser operado sem o uso de *prescale*, discutido na seção 4.1. Uma vantagem da operação do detetor com baixa luminosidade é a pequena ocorrência de múltiplas interações em uma mesma passagem dos *bunches*. Quando há mais de uma interação, torna-se mais difícil a determinação dos vértices e dos traços a eles pertencentes, especialmente se os vértices se encontrarem muito próximos.

O cálculo da luminosidade integrada desta amostra de dados é assunto da próxima seção.

## 4.5 Luminosidade Integrada

O conhecimento da luminosidade integrada da amostra é parte indispensável no cálculo de uma seção de choque. Sua medida no DØ [52] é feita de forma bastante cuidadosa, considerando as especificidades de cada *trigger* e as condições particulares de cada um dos *bunches* de prótons e antiprótons.

O primeiro passo é a determinação da luminosidade instantânea. O valor instantâneo da luminosidade ( $\dot{\mathcal{L}}$ ) é medido a partir da taxa de contagem ( $\dot{N}_{L\emptyset} \equiv dN_{L\emptyset}/dt$ ) registrada pelos contadores de nível 0. A baixos valores de  $\dot{\mathcal{L}}$  a taxa de contagem é essencialmente igual à taxa de interação, e o valor da luminosidade dado pela fórmula

$$\dot{\mathcal{L}} = \frac{\dot{N}_{L\emptyset}}{\sigma_{L\emptyset}} \quad , \quad (4.1)$$

em que  $\sigma_{L\emptyset}$  é a seção de choque associada aos contadores de nível 0. No entanto, a medida em que  $\dot{\mathcal{L}}$  aumenta, aumenta também a probabilidade de ocorrência de interações múltiplas em uma mesma passagem dos *bunches*, e a taxa de contagem torna-se menor do que a taxa de interação. Neste caso, a taxa de interação pode ser determinada a partir da taxa de contagem pela aplicação de um fator, calculável mediante a hipótese de que a distribuição do número de interações por cruzamento dos *bunches* obedece à estatística de Poisson.

O cálculo de  $\sigma_{L\emptyset}$  envolve o conhecimento das seções de choque total, elástica e difrativa no espalhamento  $p\bar{p}$ . Não existe, contudo, um conjunto completo destas medidas à energia de centro de massa de 630GeV, que permita se calcular diretamente o valor de  $\sigma_{L\emptyset}$  a tal energia. Por esta razão a colaboração DØ utilizou um método de interpolação

para a obtenção de  $\sigma_{L\emptyset}(630\text{GeV})$  a partir das médias mundiais das seções de choque (total, elástica e difrativa) às energias de 546GeV e 1800GeV [53]. O resultado é  $\sigma_{L\emptyset} = 34,04 \pm 1,05\text{mb}$ .

Outro ingrediente no cálculo da luminosidade integrada coletada por um *trigger* é a determinação da fração de tempo efetiva ( $f^{efetiva}$ ) durante a qual ele se encontra apto para receber eventos. Isto implica em conhecer as fontes de tempo morto que incidem sobre ele, inibindo ou impedindo a aquisição de eventos. As fontes de tempo morto podem ser classificadas em dois tipos: aquelas que afetam igualmente todos os *triggers* e aquelas que os afetam diferentemente, dependendo de suas configurações específicas. A ausência de algum processador de nível 2 livre para receber um evento aceito pelo *trigger* de nível 1 é um exemplo de fonte de tempo morto que afeta igualmente todos os *triggers* físicos. Por outro lado, vetos e exigências, como a ocorrência de uma única interação no cruzamento dos *bunches*, são fontes de tempo morto que afetam somente os *triggers* que incluem estes termos em sua definição.

Uma vez determinadas a luminosidade instantânea e as fontes de tempo morto que incorrem sobre um *trigger* podemos então calcular a luminosidade integrada à qual este *trigger* esteve efetivamente exposto usando a fórmula

$$\mathcal{L} = \sum_{i=1}^n \dot{\mathcal{L}}_i * f_i^{efetiva} * \Delta t_i \quad , \quad (4.2)$$

onde  $\Delta t_i$  é um período de tempo suficientemente pequeno durante o qual a luminosidade instantânea não varia significativamente e pode ser representada pelo valor  $\dot{\mathcal{L}}_i$ .

A aplicação direta do cálculo acima para cada *trigger* seria um pouco complicada, já que cada um possui configuração diferente dos demais. Na prática, o que se faz é

determinar, através de um *scaler*, a luminosidade efetiva básica a que todos os *triggers* estiveram expostos (contabilizando-se as fontes de tempo morto comuns a TODOS os *triggers*) e depois aplicar a cada *trigger* separadamente as correções apropriadas devidas à sua configuração específica.

Usando a técnica descrita nesta seção, calculamos a luminosidade integrada de cada um dos *runs* em que se deu a coleta da amostra de dados usada nesta análise. A soma da luminosidade de todos estes *runs*, isto é, a luminosidade integrada total da amostra coletada com o *trigger* MU\_1\_CENT-LNR é de  $342 \pm 11\text{nb}^{-1}$ .

# Capítulo 5

## Reconstrução dos Dados

No *Run 1* os eventos eram reconstruídos em um período típico de uma semana a um mês após serem coletados pelo espectrômetro. Este intervalo mínimo de uma semana era necessário para que fossem determinadas com precisão as constantes de calibração usadas pelo programa de reconstrução, um pacote de software chamado DØReco.

Os algoritmos contidos no programa DØReco são, embora semelhantes, mais refinados que aqueles usados pelos filtros de nível 2. Seu objetivo é transformar os sinais eletrônicos, digitais e analógicos, registrados pelos detetores em objetos físicos como léptons, jatos e fótons, e em variáveis cinemáticas a eles associadas. Neste processo de conversão de sinais eletrônicos em objetos físicos são incluídas as informações sobre a geometria do detetor e as constantes de calibração. As informações geométricas são obtidas regularmente através de medidas das posições relativas das partes que compõem o espectrômetro, como, por exemplo, o alinhamento entre as câmaras de múons. As constantes de calibração são obtidas em períodos durante os quais não há feixes circulando no Tevatron e, portanto, sem a ocorrência de colisões. Tratam-se de informações, usualmente discriminadas por canal eletrônico, sobre pedestais, ganhos e outras constantes.

A seguir, descrevemos resumidamente os principais procedimentos de reconstrução e, um pouco mais detalhadamente, o algoritmo de reconstrução de múons.

## 5.1 Determinação de Vértices

A reconstrução do vértice primário no evento é baseada nos traços reconstruídos na CDC cujas distâncias de máxima aproximação em relação à linha do feixe sejam inferiores a 2,5cm. Esta exigência tem a finalidade de eliminar traços não originários de interações entre as partículas do feixe.

O algoritmo que determina a coordenada  $z$  do vértice primário utiliza a distribuição em  $z$  dos pontos de máxima aproximação dos traços para fazer a escolha. Esta distribuição é dividida em intervalos de 2cm, sendo o vértice primário definido como o intervalo do qual se originam o maior número de traços. Caso nenhum dos intervalos contenha mais do que um traço o vértice primário é, então, associado ao maior aglomerado de intervalos contíguos com traços. Após determinado o vértice primário, os demais intervalos com múltiplos traços ou aglomerados são associados a vértices secundários.

A distribuição em  $z$  dos vértices tem forma aproximadamente gaussiana com  $\sigma_z \approx 30\text{cm}$  e centrada em  $z \approx -4\text{cm}$ .

A posição do vértice no plano  $r - \phi$  é determinada, com acurácia de aproximadamente  $30\mu\text{m}$ , a partir dos dados da VTX. Sua posição é estável durante um ciclo de operação do acelerador e é verificada a cada novo *run* usando as informações da VTX.

## 5.2 Reconstrução de Trajetórias nos Detetores Centrais

O procedimento de reconstrução de trajetórias é similar nas três câmaras de arrasto que compõem o detetor central (VTX, CDC e FDC). Ele é feito em três etapas: (i) identificação de pulsos e *hits* nas câmaras, (ii) formação de segmentos e (iii) ajuste dos segmentos e ajuste global do traço.

Na primeira etapa, os sinais digitalizados das FADC são lidos e as características dos pulsos nos fios determinadas. A seguir, as constantes de calibração lidas pelo programa DØReco dos bancos de dados são usadas para converter os pulsos em *hits*. Cada pulso é, de fato, mapeado em dois *hits*, equidistantes e em lados opostos do fio sensor, devido à ambigüidade direita-esquerda mencionada anteriormente. O segundo passo consiste em usar todos os *hits* ao longo dos fios de um dado setor azimutal para identificar segmentos de traços. Os *hits* no primeiro e último fio sensor do setor definem uma janela dentro da qual são procurados novos *hits* na tentativa de se obter o melhor ajuste por uma linha reta no plano  $r - \phi$ . Os conjuntos de *hits* que proporcionam os melhores ajustes são mantidos como segmentos de traços e, então, reconstruídos em três dimensões. Por fim, os segmentos de traço identificados nos volumes que compõem um subdetetor são ajustados de forma similar, resultando em um traço completamente reconstruído ao longo da câmara.

## 5.3 Reconstrução de Múons

O procedimento para reconstrução de múons é bastante similar ao utilizado pelo *trigger* de nível 2. A principal diferença reside na inclusão da informação da CDC para melhor

determinação do *momentum* do múon. As etapas da reconstrução são descritas a seguir.

Primeiramente, a informação de cada PDT com sinal no catodo e pulso no fio sensor é convertida em informação espacial, pela utilização das constantes de calibração e das informações geométricas sobre a posição de cada câmara no sistema de coordenadas do DØ. As projeções desses pontos nos planos  $r - z$  e  $r - \phi$  são ajustadas, separadamente, para determinar-se a trajetória do múon.

No plano  $r - \phi$ , também chamado plano sem deflexão, os *hits* nas três camadas de câmaras são ajustados por uma reta, forçada a passar na linha do feixe ( $x = 0$  e  $y = 0$ ). Um primeiro ajuste é feito usando apenas a informação de  $\Delta T$ , que, como visto na seção 3.2.3, permite a determinação da coordenada  $\xi$  ao longo do fio com precisão de 10 a 20cm. Este ajuste determina qual “diamante” (ver figura 3.14) de cada célula foi atravessado pelo múon. Faz-se, a seguir, um ajuste mais preciso com o uso da informação sobre a divisão da carga entre as porções interna e externa do catodo, ilustrada na figura 3.14. Caso o número de *hits* usados neste ajuste seja suficiente, a informação sobre o vértice não precisa ser incluída.

A reconstrução da trajetória do múon no plano  $r - z$ , também chamado plano de deflexão, é feita separadamente nas duas regiões definidas pelo magneto: a região interna que contém a camada A e a região externa que compreende as camadas B e C. Em ambas as regiões os *hits* são ajustados por retas, produzindo segmentos de traço. Cada par de segmentos interno e externo que se interceptam no centro do magneto são então associados ao traço de um múon. Assim como na reconstrução do traço no plano  $r - \phi$ , a informação do vértice só é usada se o número de *hits* for insuficiente para a boa determinação da

trajetória. Uma primeira estimativa do *momentum* do múon é obtida a partir do ângulo de deflexão  $\alpha$  de sua trajetória no campo magnético usando-se a fórmula:

$$p = \frac{0,3Bd}{\sin \alpha} , \quad (5.1)$$

em que  $B$  e  $d$  são a intensidade do campo magnético e a espessura do toróide, respectivamente.

Uma exigência adicional imposta durante a reconstrução é que os traços sejam compatíveis com a trajetória de um múon produzido na região de interação. O parâmetro de impacto do traço em relação ao vértice primário e os resíduos dos ajustes em ambos os planos são medidas usadas como critério de aceitação do traço.

O procedimento de reconstrução de múons descrito acima utiliza somente as informações do sistema de múons e, eventualmente, o conhecimento da posição do vértice primário. Pode-se, contudo, usar também a informação da CDC na reconstrução. O primeiro passo consiste em identificar traços na CDC que sejam compatíveis com a trajetória do múon. Caso haja algum, faz-se então um novo ajuste, referido como **ajuste global**. No ajuste global [54] a trajetória e *momentum* do múon são recalculados através de um ajuste pelo método dos mínimos quadrados, realizado simultaneamente nos planos  $r - z$  e  $r - \phi$ .

São as seguintes as coordenadas a serem ajustadas e os parâmetros livres a serem determinados no ajuste global:

- Coordenadas:

- 2 coordenadas determinando a posição do vértice;

- 4 medidas da CDC: 2 posições e 2 inclinações (cossenos diretores);
  - 2 ângulos representando o espalhamento múltiplo do múon nos calorímetros;
  - 4 medidas provenientes da camada A de câmaras de múons (antes do magneto);
  - 4 medidas provenientes das camadas B e C de câmaras de múons (depois do magneto);
- Parâmetros livres:
    - 4 parâmetros descrevendo a posição do traço antes do calorímetro em ambas as vistas ( $r - z$  e  $r - \phi$ );
    - 2 parâmetros descrevendo a deflexão do múon nos calorímetros devido ao espalhamento múltiplo coulombiano;
    - $1/p$ .

São, portanto, 16 coordenadas e 7 parâmetros livres a serem determinados. A introdução do ajuste global na reconstrução representou uma melhora significativa na determinação do *momentum* e trajetória dos múons.

Durante a reconstrução, são determinados uma série de parâmetros e informações relevantes sobre os traços, que podem ser utilizadas posteriormente como indicativos da qualidade dos mesmos. Estas informações são devidamente codificadas em bits, armazenadas e registradas em 4 palavras chamadas IFW <sup>1</sup>.

---

<sup>1</sup>IFW é a sigla de *Integer Flag Word*

## 5.4 Reconstrução de Jatos

A reconstrução de jatos nos calorímetros começa com a identificação das torres com mais de 1GeV de energia transversa  $E_T$  depositada. Nesta etapa as torres adjacentes com  $E_T > 1\text{GeV}$  são usadas para calcular em primeira aproximação a direção  $(\eta_0, \phi_0)$  do jato, que é dada pela média das direções das torres ponderada pelos seus valores de  $E_T$ .

Na segunda etapa um cone com  $\Delta R \equiv \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} = 0,7$  em torno da direção  $(\eta_0, \phi_0)$  é definido e as torres situadas dentro deste cone são usadas no cálculo das variáveis do jato. A energia transversa do jato é obtida da soma vetorial das energias  $E_T^i$  das torres e sua nova direção dada pelas equações:

$$\theta = \sin^{-1} \frac{E_T}{\sum_i E_T^i} \quad (5.2)$$

$$\phi = \tan^{-1} \frac{\sum_i E_x^i}{\sum_i E_y^i}, \quad (5.3)$$

lembrando que  $\eta = -\log[\tan(\theta/2)]$ . A nova direção é usada para uma segunda iteração e o procedimento repetido até que os valores de  $\eta$  e  $\phi$  convirjam.

Quando ocorre a superposição dos cones de dois jatos, adota-se o seguinte critério. Se a energia depositada nas células compartilhadas pelos dois cones for superior a 50% de  $E_T$  do jato menos energético, então os dois jatos são fundidos e as variáveis do novo jato recalculadas considerando todas as células dos antigos jatos. Se, por outro lado, a energia compartilhada por ambos os jatos for inferior a 50% de  $E_T$  do menor jato, então a energia de cada célula na região de superposição é associada ao jato cujo eixo se encontra mais próximo da célula no espaço  $\eta - \phi$ . Recalculam-se, a seguir, a direção e  $E_T$  de cada um dos jatos.

Os jatos anteriormente obtidos precisam agora ser convertidos em “jatos físicos” através da aplicação de uma série de correções. Estas correções são necessárias para se levar em conta os seguintes efeitos: (i) partículas provenientes de outros processos e não do párton que produziu o jato e que depositam sua energia em células contidas no cone do jato; (ii) energia depositada por partículas provenientes do decaimento de núcleos de urânio (material absorvedor do calorímetro), e; (iii) dificuldades na determinação dos limites do jato.

As correções para estes efeitos são combinadas em uma função chamada função de correção da escala de energia de jatos [55]. Nesta função as correções são parametrizadas em relação à energia transversa e pseudo-rapidez do jato.

# Capítulo 6

## Simulação de Eventos e do Detetor

Técnicas de simulação de Monte Carlo são amplamente utilizadas na física experimental de altas energias para estudos de performance dos detetores e no estudo dos processos físicos de interesse, assim como daqueles processos que constituem o *background*.

A simulação dos processos físicos é feita por programas que incorporam os conhecimentos teóricos relevantes, como por exemplo: valores medidos para seções de choque, mecanismo de hadronização, frações de ramificação, etc. A qualidade da representação do processo físico obtida na simulação é, portanto, limitada pela compreensão que se tem dos fenômenos envolvidos.

A simulação da resposta do espectrômetro à passagem das partículas se torna mais e mais importante à medida em que as experiências aumentam em complexidade. Sua importância é fundamental ainda na fase de concepção dos detetores, quando a simulação se faz necessária para a determinação das características técnicas requeridas para que se possa observar os processos físicos desejados. Na simulação dos detetores são incorporadas as informações sobre a resposta de cada parte (canal eletrônico, célula, módulo, etc.) que os compõem: eficiências, canais inoperantes (*dead channels*), canais que sempre respondem

(*hot channels*), ganhos, etc. Desta forma é possível levar-se em conta as correlações entre as diversas partes que compõem o espectrômetro. Isto é especialmente importante ao se calcular a eficiência de observação de um determinado processo.

Os conjuntos de Monte Carlo usados neste trabalho foram gerados pelo gerador de eventos ISAJET e a simulação do detetor feita com o programa GEANT. Estes programas serão brevemente descritos nas duas próximas seções. Nas seções 6.3 e 6.4 são discutidos, respectivamente, o programa MUSMEAR de refinamento da simulação do sistema de múons e a simulação de resposta do *trigger*. Os conjuntos de Monte Carlo produzidos para esta análise serão assunto da seção 6.5.

## 6.1 O Gerador de Eventos ISAJET

O ISAJET [56] é um gerador de eventos que simula interações próton-próton ( $pp$ ) e próton-antipróton ( $p\bar{p}$ ) a altas energias <sup>1</sup>. Ele combina a descrição via QCD perturbativa da produção dos pártons primários no espalhamento inelástico com uma descrição fenomenológica para a fragmentação de pártons e jatos. A geração é feita em quatro etapas:

- (i) Espalhamento inelástico de acordo com a seção de choque de QCD;
- (ii) Inclusão de correções radiativas de estado inicial e final;
- (iii) Fragmentação dos pártons em hádrons, com subsequente decaimento de hádrons cuja vida média é inferior a  $\sim 10^{-12}$ s;
- (iv) Adição de jatos do feixe com estrutura de eventos de *minimum bias*.

---

<sup>1</sup>O ISAJET simula também o espalhamento elétron-pósitron ( $e^+e^-$ ), embora esta opção seja muito menos desenvolvida.

Descreveremos a seguir cada uma das etapas.

### 6.1.1 Espalhamento Inelástico

A produção dos pártons primários no espalhamento inelástico é baseada em cálculos de QCD da seção de choque dos processos fundamentais. A seção de choque  $\sigma_{ij \rightarrow k}$  de produção do estado final  $k$ , através da interação entre os pártons  $i$  e  $j$  nas partículas  $A$  e  $B$  dos feixes, é dada pela convolução

$$\sigma_{ij \rightarrow k} = \int dx_i dx_j \hat{\sigma}_{ij \rightarrow k}(x_i p_A, x_j p_B, \mu, \Lambda) F_i^A(x_i, \mu) F_j^B(x_j, \mu) \quad (6.1)$$

da seção de choque fundamental  $\hat{\sigma}_{ij \rightarrow k}$  com as funções de estrutura  $F_i^A$  e  $F_j^B$ , que descrevem a densidade dos pártons  $i$  e  $j$  nos hádrons  $A$  e  $B$ , respectivamente.

Vários processos fundamentais podem ser simulados pelo ISAJET: Drell-Yan, QCD (TWOJET), produção de partículas supersimétricas (SUSY), etc. Em todas as opções o produto do espalhamento duro são dois pártons (ou léptons na opção Drell-Yan), com seção de choque avaliada a partir da seção de choque fundamental  $\hat{\sigma}_{ij \rightarrow k}$  calculada em ordem  $\mathcal{O}(\alpha^2)$ <sup>2</sup>, incluída no ISAJET.

Quanto às funções de estrutura, a versão de ISAJET usada incorpora as funções CTEQ2L [57] produzidas pela colaboração CTEQ. No entanto, funções mais antigas como Eichten, Hinchliffe, Lane e Quigg (EHLQ) e Duke & Owens, também se encontram disponíveis, além de uma interface para a biblioteca PDFLIB [31] de funções de distribuição do CERN.

---

<sup>2</sup>Nesta expressão usamos o símbolo  $\alpha$  para designar genericamente as constantes de acoplamento eletrofraca e forte. Dependendo dos vértices da interação  $\mathcal{O}(\alpha^2)$  pode significar  $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ ,  $\mathcal{O}(\alpha_s \alpha)$  ou até mesmo  $\mathcal{O}(\alpha^2)$  na opção  $e^+e^-$ .

Neste trabalho usamos a opção TWOJET para a geração de quarks pesados. O resultado do espalhamento inelástico é, neste caso, a produção inicial de dois jatos com elevado  $p_T$ . São relevantes, no cálculo desta seção de choque, processos do tipo  $g + g \rightarrow g + g$ ,  $g + g \rightarrow q + \bar{q}$  e  $g + q \rightarrow g + q$ . Neste cálculo, somente a massa do quark  $\mathbf{b}$  é levada em conta, sendo as massas dos quarks leves (inclusive o  $\mathbf{c}$ ) consideradas nulas. O quark  $\mathbf{t}$  não se acopla às amplitudes relevantes à produção do quark  $\mathbf{b}$ .

### 6.1.2 Correções Radiativas

Conforme explicitado nas linhas anteriores, no que diz respeito à geração do processo fundamental, o ISAJET é um gerador de  $\mathcal{O}(\alpha^2)$ . Para incorporar efeitos de QCD de ordem superior e melhor reproduzir a estrutura de eventos observada, inclusive permitindo a formação de vários jatos, são adicionadas as correções radiativas de estado inicial e de estado final.

Estas correções foram implementadas no ISAJET usando-se a aproximação para radiação de estado inicial desenvolvida por Sjöstrand [58] e a aproximação de Fox e Wolfram [59] para a radiação de estado final. Ambas as aproximações se baseiam na possibilidade de que os pártos envolvidos no espalhamento irradiem glúons e pares  $q\bar{q}$ , mediante os processos básicos  $q \rightarrow qg$ ,  $g \rightarrow gg$  e  $g \rightarrow q\bar{q}$ . O cálculo da probabilidade de que estes processos ocorram envolve o uso das funções de Altarelli-Parisi [29]. Através dessas aproximações, efeitos de QCD de ordem superior são reduzidos a um processo de cascata clássico, facilmente implementável em um algoritmo de Monte Carlo.

Para evitar singularidades (colineares e infra-vermelhas), cada párton deve ter uma energia superior a um limiar  $\sqrt{t_c}$ , estabelecido em 6GeV no ISAJET. Portanto, somente os

pártons com  $p^2 > t_c$  podem irradiar ou se dividir em novos pártons. Pártons abaixo deste limite são evoluídos na etapa de hadronização através de um modelo não-perturbativo.

### 6.1.3 Hadronização

O passo seguinte na simulação do evento é a hadronização - também referida como fragmentação - dos pártons produzidos. O ISAJET adota o método de fragmentação independente de Field e Feynman [60] para simular a formação dos hádrons a partir dos pártons. Neste modelo um méson é formado a partir de um quark  $Q$  pela combinação deste com um antiquark  $\bar{q}$ , proveniente de um par  $q\bar{q}$  produzido pelo campo de cor do quark  $Q$ . O par  $q\bar{q}$  é produzido obedecendo à proporção (valores ajustados no ISAJET)

$$\mathbf{u} : \mathbf{d} : \mathbf{s} = 0,43 : 0,43 : 0,14$$

entre os sabores leves. Os bárions são formados a partir de diquarks que são gerados com uma probabilidade 0,1.

O méson  $Q\bar{q}$  é produzido carregando uma fração

$$z = \frac{E^{had} + p_{\parallel}^{had}}{E^Q + p^Q}$$

do *momentum* do quark  $Q$  e tendo um *momentum* transverso médio  $\langle p_T \rangle = 0,35 \text{ GeV}/c$  em relação à direção do quark  $Q$ . O quark  $q$  remanescente carrega a fração restante  $(1-z)$  do *momentum*. A fração  $z$  do *momentum* do quark  $Q$  carregada pelo méson é dada pela função

$$f(z) = 1 - a + a(1+b)(1-z)^b \quad a = 0,96, b = 3$$

para sabores leves, e pela função de fragmentação de Peterson [61]

$$f(z) = \frac{1}{z[1 - 1/z - \epsilon(1 - z)]}$$

para os quarks pesados. O valor do parâmetro  $\epsilon$  é escalado pela massa  $m_Q$  do quark  $\epsilon = \epsilon_Q/m_Q^2$ , com  $\epsilon_Q = 0,80$  para o quark **c** e  $\epsilon_Q = 0,50$  para os quarks **b** e **t**.

O processo acima descrito para o quark  $Q$  é repetido para todos os quarks no evento, inclusive para os quark  $q$  remanescentes de pares  $q\bar{q}$  em que o antiquark  $\bar{q}$  foi usado na formação de um hádron, até que todo o *momentum* tenha sido usado. Os glúons são fragmentados como um quark e antiquark **u**, **d** ou **s**, aleatoriamente selecionado.

Por fim, os hádrons com vida média inferior a  $\sim 10^{-12}$ s são decaídos segundo as frações de ramificação e tempos de vida média conhecidos, ou segundo modelos fenomenológicos, no caso de processos ainda não medidos. O decaimento dos hádrons  $B$  é feito utilizando-se uma versão simplificada do modelo espectador.

O método de fragmentação independente descreve corretamente a maioria das características dos jatos mas falha em conservar a energia e sabor exatamente. A conservação de energia é imposta após a geração. Através de uma transformação de referencial apropriada, que reescala os *momenta* de todos os hádrons, o balanço global de energia é restabelecido. A não-conservação de sabor é consequência do fato de que os hádrons formados com *momentum* longitudinal negativo são descartados.

#### 6.1.4 Jatos do Feixe

Chamamos aqui de jatos do feixe aos jatos produzidos pela fragmentação dos pártons residuais das partículas do feixe que interagiram, produzindo o espalhamento inelástico.

Para modelar estes jatos, o ISAJET usa uma versão simplificada do modelo de Abramovskii, Kanchelli e Gribov [62], que descreve a produção de hádrons via Pomerons. Os jatos produzidos desta forma exibem as mesmas propriedades de escala e correlações de longa distância observadas nos eventos de *minimum bias*, e que não são adequadamente reproduzidas em modelos tradicionais de criação de partículas a partir do vácuo.

Para reproduzir a razão experimental entre píons e káons, as probabilidades relativas de ocorrência dos sabores são ajustadas no ISAJET em

$$u : d : s = 0,46 : 0,46 : 0,08 .$$

## 6.2 Simulação da Passagem de Partículas Através do Detetor

A colaboração DØ usa uma versão (DØGEANT) do programa GEANT [63] do CERN para simular a resposta do detetor à passagem das partículas produzidas pelo gerador de Monte Carlo.

O GEANT simula acuradamente processos de interação das partículas com a matéria, como produção de raios  $\delta$ , espalhamento coulombiano múltiplo, formação de chuveiros eletromagnéticos e hadrônicos e *bremsstrahlung*, entre outros.

O material do qual se constitui o detetor é apropriadamente modelado por meio de volumes de matéria. A energia depositada nestes volumes pelos processos acima citados é devidamente registrada para subsequente processamento e digitalização.

A simulação geométrica do espectrômetro é, em geral, bastante detalhada, embora o grau de detalhamento dependa do subsistema em questão. As câmaras de arrasto centrais

e de múons são simuladas até o nível dos fios sensores, catodos, estruturas de sustentação, etc. Já a simulação dos calorímetros não é tão minuciosa, devido à complexidade dos chuveiros. A completa simulação dos chuveiros ao longo de todas as camadas que compõem os calorímetros seria por demais demorada, dependendo de uma enorme capacidade computacional. Na simulação realizada pelo DØGEANT são preservadas as estruturas de sustentação e a estrutura de módulos dos calorímetros. A estrutura interna de placas absorvedoras e argônio líquido é, no entanto, substituída por uma mistura de peso atômico efetivo apropriado, simplificando e reduzindo o tempo necessário à simulação do chuveiro. Outro fator que colabora para tornar mais rápida a simulação é o uso de parametrizações na estimativa de deposição de energia pelas partículas cuja energia seja inferior a 200MeV.

Apesar de minuciosa, a simulação da passagem de partículas carregadas pelas câmaras de múons não é completamente satisfatória. Além de não levar em conta as pequenas - mas significativas - incertezas de alinhamento das câmaras, a simulação ainda superestima a resolução de posição nas células e a eficiência das câmaras. Com a finalidade de se obter uma representação mais realista da passagem de partículas através destas câmaras foi desenvolvido um programa, chamado MUSMEAR, que adiciona tais incertezas à simulação.

### **6.3 O Programa MUSMEAR**

O programa MUSMEAR proporciona uma representação mais realista do sistema de múons ao nele introduzir imperfeições que têm o efeito de degradar suas medidas. Isto é feito através de três ações. Duas delas referem-se a imperfeições na representação das câmaras de múons e a terceira diz respeito ao alinhamento das câmaras:

- (i) A primeira consiste em remover, de acordo com as eficiências medidas, uma fração das informações eletrônicas produzidas nas câmaras pela passagem das partículas. Tais informações são as descritas na seção 3.2.3: sinal no catodo da célula,  $\Delta T$  e  $t_{arr}$ . Através desse procedimento, reproduz-se a perda de informação que ocorre devido às ineficiências das câmaras.
- (ii) A segunda forma de introduzir imperfeições consiste em degradar a resolução de  $t_{arr}$  e  $\Delta T$ , superestimadas pelo DØGEANT, fazendo-as se assemelhar às observadas na vida real.
- (iii) Uma terceira ação realizada pelo programa MUSMEAR é a introdução de um erro no alinhamento das câmaras. O valor deste erro varia de acordo com a época em que os dados foram coletados, sendo tipicamente de 1 a 3mm. Sua introdução é necessária para que as distribuições de massa transversa ( $m_T$ ) e massa invariante  $M_{\mu\mu}$  dos eventos de Monte Carlo de  $W \rightarrow \mu\nu$  e  $Z \rightarrow \mu\mu$ , respectivamente, reproduzam as distribuições observadas, conforme descrito nas referências [54, 64]. O erro no alinhamento produz um erro na medida do *momentum*, que afeta mais significativamente múons de alto  $p_T$ .

As correções introduzidas pelo programa MUSMEAR poderiam ser diretamente incluídas na simulação do detetor feita pelo programa DØGEANT. A opção em fazê-lo separadamente através do MUSMEAR deve-se à dependência temporal destas correções. As características de operação das câmaras mudam com o tempo. Seu posicionamento também, principalmente quando são movidas nos períodos de manutenção. Se estas correções fos-

sem implementadas no programa DØGEANT teríamos que fazer uma simulação completa do detetor para cada época de coleta de dados em que a eficiência e/ou alinhamento das câmaras se alterasse, sendo que o tempo de processamento é da ordem de 10min/evento em uma Power Station IBM 370, como as que usamos. Fazendo as correções posteriormente com o programa MUSMEAR, que é muito mais simples e rápido do que o DØGEANT, basta-nos fazer a simulação completa do detetor uma única vez.

## 6.4 Simulação do Trigger

A simulação dos *triggers* de jatos e múons no detetor é feita por programas que reproduzem as operações programadas nos elementos de *hardware* dos *triggers* de baixo nível e, essencialmente, pelos mesmos programas utilizados no filtro de nível 2. A combinação dos elementos de *trigger* para a formação dos *triggers* físicos é feita exatamente da forma descrita na seção 4.1 e usando as versões oficiais com as configurações de *trigger* do DØ.

A simulação do *trigger* de múons é efetuada com o uso de um pacote, chamado MUSIM, que compreende uma versão de simulador para o *trigger* de nível 1, L1SIM, e uma versão de simulador para o filtro de nível 2, o L2SIM. O L1SIM, desenvolvido e mantido pelo grupo do LAFEX/CBPF, usa o sinal do catodo das células, simulado pelo DØGEANT, para determinar, conforme descrito na seção 4.2, se há ou não no evento padrões de *hits*, aceitos pelo *trigger*.

A simulação do *trigger* de múons é feita após a utilização do pacote MUSMEAR nos eventos gerados. Desta maneira se assegura que os eventos tratados pelo pacote MUSIM sofreram a mesma degradação observada nos eventos reais. Assim, a ausência de *hits* em

algumas células, resultante das ineficiências (modeladas pelo MUSMEAR) das câmaras, pode provocar a rejeição de traços legítimos de múons pelo L1SIM. Da mesma forma, a baixa intensidade ou falta de algum pulso eletrônico em uma célula pode ocasionar a rejeição do candidato a múon pelo L2SIM.

A rejeição, no entanto, não significa que o traço ou o evento sejam descartados. Na simulação do *trigger* a informação sobre todos os traços gerados pelo ISAJET é mantida. Apenas adicionam-se as informações pertinentes aos *triggers*. A manutenção de todos os traços é essencial para os estudos de eficiência do *trigger*.

## 6.5 Conjuntos de Eventos Simulados

Foram gerados vários conjuntos de eventos, através de simulação de Monte Carlo, para uso nesta tese. Alguns destes conjuntos são destinados ao estudo de cortes e eficiências e por esta razão foram processados à semelhança dos eventos reais, passando pelas etapas de MUSMEAR, simulação de *trigger* e reconstrução, descritas previamente. Mais de 31.000 eventos contendo múons foram gerados com esta finalidade, dos quais cerca de 16.000 contendo ao menos um múon dentro da região cinemática de interesse:  $p_T > 3\text{GeV}/c$ ,  $|\eta| < 0,8$  e  $50^\circ < \phi < 130^\circ$ . A razão para o corte fiducial na coordenada  $\phi$  será explicada no próximo capítulo. Os restantes 15.000 eventos contêm múons fora desta região cinemática, mas são perfeitamente utilizáveis em vários estudos. Todos estes eventos foram gerados com a versão 7.22 do programa ISAJET adotando a opção TWOJET (QCD) e reconstruídos com a versão 12.21 do programa de reconstrução do DØ. Os eventos de Monte Carlo têm a mesma estrutura que os eventos reais selecionados. Os quarks **b** e **c**

são gerados de acordo com as taxas embutidas no ISAJET e os eventos contendo múons deles provenientes selecionados.

Além dos eventos acima descritos, vários conjuntos de Monte Carlo foram gerados, também com a versão 7.22 do ISAJET, para estudos de distribuições cinemáticas de quarks e múons e correlações existentes entre estes. A obtenção dos fatores de conversão do espectro de  $p_T$  dos múons para o espectro de  $p_T$  do quark  $\mathbf{b}$ , descrito no capítulo 10, é um exemplo. Estes conjuntos dispensam a simulação de resposta do detetor.

Um último conjunto de eventos de Monte Carlo por nós usado foi o de múons provenientes do decaimento semileptônico de píons e káons no volume compreendido pelo detetor central, antes que estas partículas possam alcançar o calorímetro. A simulação destes eventos foi feita com o programa ISAJET concatenado a um pacote de rotinas do DØ [65] que simula o decaimento destas partículas - tratadas como estáveis pelo ISAJET - no volume limitado pela superfície interna do calorímetro. O apêndice A descreve com mais detalhes a geração e teste deste conjunto.

A geração em tempo adequado da enorme quantidade de eventos necessária à elaboração deste trabalho foi possível graças à existência no LAFEX de uma *farm* de 35 processadores Power PC da IBM dedicada ao desenvolvimento de Monte Carlo, a qual foi projetada e construída por uma equipe do LAFEX [66]. Parte integrante da *farm*, a qual pode ser definida como um supercomputador virtual, o sistema Client/Server [67] de submissão, monitoramento e gerenciamento de processos que demandam uso intensivo de CPU foi de imensurável valor na etapa de simulação da passagem dos eventos pelo detetor, visto que o tempo típico de processamento de um evento nesta fase varia de cinco

a dez minutos. Neste sistema, os eventos gerados são enviados através da *internet* a um servidor central que recebe o pedido de processamento e distribui os eventos, novamente através da *internet*, para sítios de produção em diferentes locais. A implementação deste sistema por nós usada constava de um servidor central localizado no Fermilab e um sítio de produção no LAFEX/CBPF, composto por cerca de 30 dos 35 processadores da IBM citados acima.

# Capítulo 7

## Seleção de Múons

Este capítulo é dedicado à discussão dos critérios usados na seleção de múons com alto grau de pureza e também à estimativa das frações relativas de múons provenientes de interações entre os feixes e daqueles provenientes de raios cósmicos.

Os critérios cinemáticos de aceitação de candidatos são apresentados na seção 7.1. Na seção seguinte definimos os cortes aplicados aos traços reconstruídos nas câmaras de múons e que asseguram sua boa qualidade. A exigência de confirmação do traço no calorímetro é discutida na seção 7.3. Além de confirmação do traço, a energia depositada no calorímetro serve também, em parte, como identificação do múon. Por fim, na última seção deste capítulo, exploramos a excelente resolução de tempo dos cintiladores para estimar a contaminação da amostra por múons vindos de raios cósmicos.

### 7.1 Região Cinemática

A amostra de dados coletada pelo *trigger* MU\_1\_CENT-LNR é constituída por candidatos a múon com trajetória reconstruída ao longo das câmaras do CF e com  $p_T > 3\text{GeV}/c$ , que é aproximadamente o limiar de *momentum* necessário para que um múon atravesse o

calorímetro e o toróide.

O sistema de câmaras de múons no CF proporciona uma cobertura de praticamente toda a região  $|\eta| < 1,0$  e  $0^\circ < \phi < 360^\circ$ . E na maior parte desta região a cobertura se dá ao longo das três camadas de câmaras. Isto significa que um traço originário do centro do detetor irá cruzar alguma câmara em cada uma das camadas. Somente na parte inferior do detetor (octantes 5 e 6), onde as estruturas de sustentação não permitem a instalação de uma cobertura uniforme de câmaras, e nas extremidades das camadas B e C, onde há uma pequena separação entre as câmaras, a cobertura não é feita por completo ao longo das três camadas.

A distribuição em  $\phi$  dos candidatos a múon é mostrada na figura 7.1(a). Com um reduzido número de candidatos na região em torno de  $\phi = 270^\circ$  (parte inferior do detetor) e um excesso de candidatos na região  $45^\circ < \phi < 135^\circ$  (topo do detetor), ela reflete a estrutura em octantes do CF. O déficit de eventos na parte inferior é explicado principalmente pela cobertura reduzida das câmaras neste setor. Para entender, no entanto, o excesso de eventos no topo do detetor é preciso remeter a questão à eficiência das câmaras.

Antes do início do *Run 1C*, durante o qual foram coletados estes dados, várias câmaras do WAMUS sofreram um processo de limpeza [68] para a remoção de resíduos que se depositaram sobre os fios de anodo, causando uma diminuição de sua eficiência. No CF apenas algumas câmaras foram limpas com a seguinte distribuição por octantes:

- Octantes 1 e 2 ( $45^\circ < \phi < 135^\circ$ ): As câmaras das camadas A e B foram limpas;
- Octantes 0 ( $0^\circ < \phi < 45^\circ$ ) e 3 ( $135^\circ < \phi < 180^\circ$ ): Somente as câmaras da camada B foram limpas;

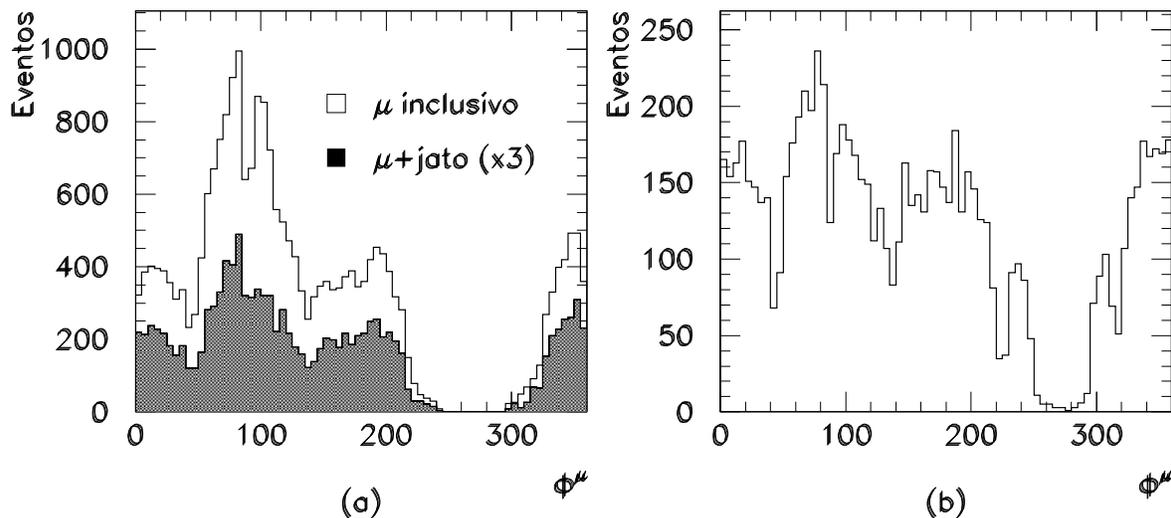


Figura 7.1: Distribuição na coordenada azimutal dos (a) candidatos a múon nos dados e (b) dos eventos de Monte Carlo.

- Octantes 4 ( $180^\circ < \phi < 225^\circ$ ) e 7 ( $315^\circ < \phi < 360^\circ$ ): Somente as câmaras da camada C foram limpas.

Além disso, verificou-se que a intensidade dos pulsos nas câmaras da camada C nos octantes 0 e 3 era pequena provocando uma diminuição na eficiência de detecção das mesmas. Com duas camadas de câmaras tendo sido submetidas ao processo de limpeza, os octantes 1 e 2 tiveram, portanto, sua eficiência de detecção significativamente melhorada em relação aos demais octantes. Isso explica o maior número de traços observados nessa região. A hipótese de que esse excesso de eventos seja devido à presença de múons provenientes de raios cósmicos ou à combinação aleatória de *hits* nas câmaras é excluída pelo estudo de múons associados a jatos. Estes múons têm alto grau de pureza, como pode ser visto na figura 7.2 em que comparamos as distribuições de tempo de passagem

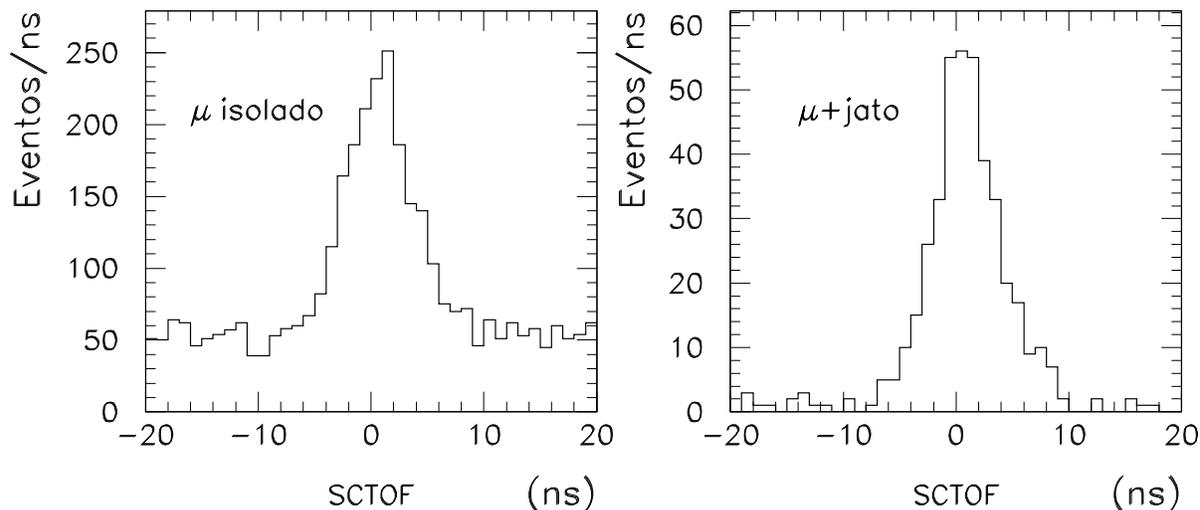


Figura 7.2: Distribuição de tempo de passagem dos múons pelos cintiladores.  $SCINT \approx 0$  indica correlação com o cruzamento dos feixes.

pelos cintiladores dos múons isolados e dos múons associados a jatos com  $p_T > 6\text{GeV}/c$ . Os múons com jatos se concentram fortemente em torno de  $SCINT=0$ , praticamente não havendo eventos fora da janela de tempo  $|SCTOF| < 10\text{ns}$ , o que conforme veremos na seção 7.4 é característico dos múons provenientes da interação. Já na amostra de múons inclusivos, percebe-se a presença significativa de eventos não correlacionados com a passagem do feixe. A distribuição na coordenada  $\phi$  dos múons associados a jatos é mostrada na figura 7.1(a) e é essencialmente a mesma que a dos múons isolados.

O Monte Carlo não modela adequadamente a eficiência das câmaras em todos os octantes, superestimando-a fora dos octantes 1 e 2. A comparação entre as distribuições na coordenada azimutal dos dados (figura 7.1(a)) e do Monte Carlo (7.1(b)) mostra isso. Por essa razão optamos por introduzir o corte fiducial:  $50^\circ < \phi < 130^\circ$ . Portanto, somente

os múons detetados pelas câmaras do topo do detetor serão usados nesta análise.

A distribuição em  $\eta$  dos dados é bem descrita pelo Monte Carlo em todo o CF, como se pode ver na figura 7.3. Restringiremos, contudo, a análise à região  $|\eta| < 0,8$ , pois a aceitação fora desta região é muito pequena e a eficiência de difícil determinação.

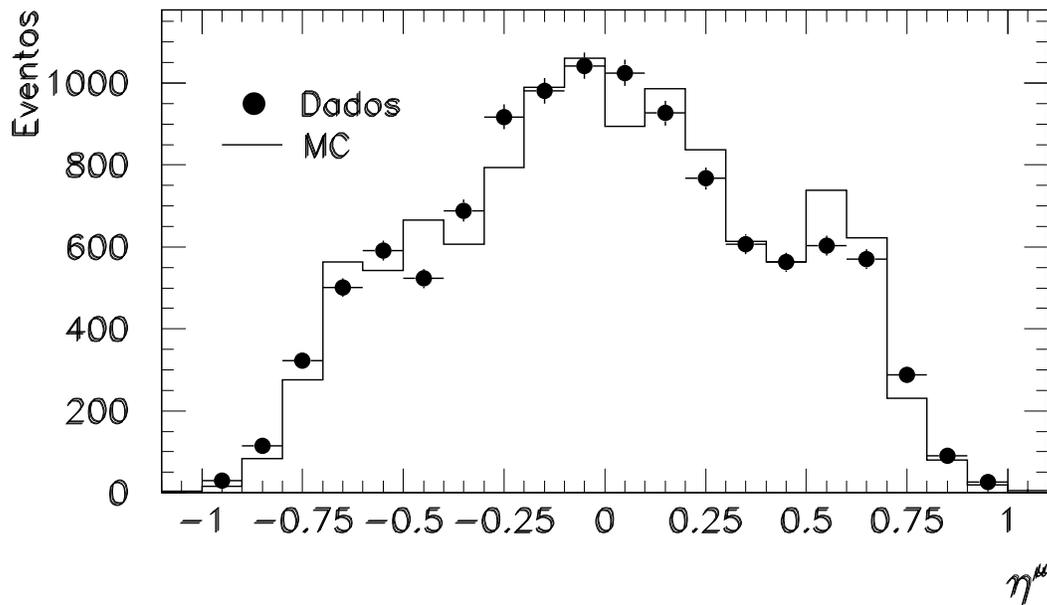


Figura 7.3: Distribuição na coordenada  $\eta$  dos candidatos a múon nos dados e dos eventos de Monte Carlo.

A distribuição de  $p_T$  dos traços apresenta um limiar de  $3\text{GeV}/c$  imposto pelo filtro de nível 2. Manteremos, para futura análise, todos os candidatos acima deste limiar e que satisfazem aos cortes em  $\eta$  e  $\phi$  acima descritos. A decisão final sobre a faixa de  $p_T^\mu$  a ser usada depende de dois fatores: determinação da eficiência de deteção de múons e estimativa da contaminação devida aos raios cósmicos. Ambos serão analisados em seções subseqüentes.

## 7.2 Cortes de Qualidade

A qualidade da trajetória reconstruída para um candidato a múon é medida pelo número de camadas cujos *hits* foram usados, pela qualidade dos ajustes feitos nos planos  $r - z$  (plano com deflexão) e  $x - y$  (plano sem deflexão) e pela projeção do traço em direção ao vértice. Como visto na seção 5.3, os indicadores de qualidade do traço, alguns deles baseados nos parâmetros acima citados, encontram-se codificados e armazenados nas palavras IFW. Dois desses indicadores são usados neste estudo na seleção de traços de melhor qualidade: IFW1 e IFW4.

IFW1 é um indicador que determina quais camadas de câmaras contribuíram com *hits* para a formação de um traço e, também, se a informação do detetor central foi usada no ajuste. Usamos o corte  $IFW1 \neq 5$  para excluir os traços reconstruídos somente antes do magneto, isto é, sem segmento correspondente nas camadas B e/ou C.

IFW4 é um indicador global da qualidade do traço. Cada falha ou valor pobre de um dos parâmetros usados para determinar a qualidade do traço acrescenta uma unidade a esse indicador. Portanto, quanto menor o valor de IFW4 melhor é a qualidade do traço reconstruído. Na figura 7.4 comparamos as distribuições de energia depositada no calorímetro por traços com  $IFW4 < 2$  e  $IFW4 = 2$ . A deposição de energia de traços com  $IFW4 < 2$  é compatível com a esperada para um múon, ao contrário do que ocorre para traços com  $IFW4 = 2$ . Traços com  $IFW4 > 1$  são tacitamente reconhecidos como de baixa qualidade e não são utilizados nas análises. Seguimos aqui esta prescrição, mantendo somente candidatos com  $IFW4 = 0, 1$ .

Outra importante medida da qualidade de um candidato a múon é dada pelo valor de

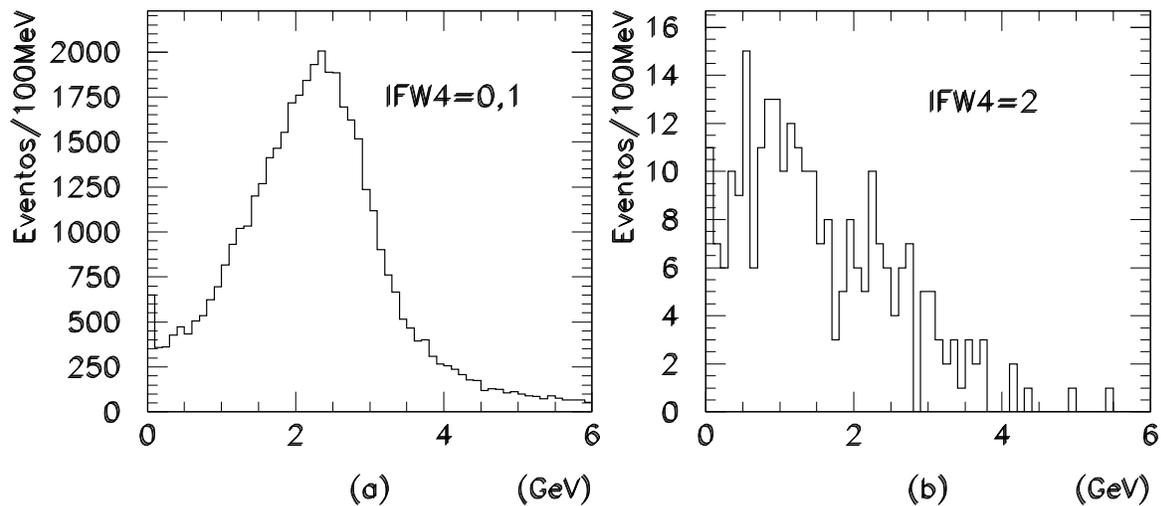


Figura 7.4: Deposição de energia no calorímetro de traços com (a) IFW4=0 ou 1 e (b) IFW4=2.

$\chi^2$  do ajuste global. Conforme visto na seção 5.3, no ajuste global todas as informações disponíveis sobre o traço são usadas para confirmação e melhor medida do *momentum* do candidato. O ajuste global é particularmente eficaz na rejeição de múons provenientes de raios cósmicos, já que estes, em geral, não passam próximos ao vértice. Usamos o corte  $\chi^2 > 0$  justamente com a finalidade de eliminar estes prováveis raios cósmicos, aos quais o ajuste global atribui o valor  $\chi^2 = -1$ .

Um último corte usado para assegurar a qualidade da medida do *momentum* do traço é um valor mínimo da integral da intensidade de campo magnético ao longo da trajetória da partícula:  $\int |\vec{B} \times d\vec{\ell}| > 0,6 \text{ GeV}$ . Esta exigência é suficiente para que se excluam os múons que passaram por regiões (principalmente as dobras dos magnetos) em que o campo magnético é pouco intenso e, cujo *momentum*, conseqüentemente, não pode ser

acuradamente determinado.

### 7.3 Confirmação no Calorímetro

O múon é uma partícula minimamente ionizante que, portanto, ao atravessar a matéria, deposita uma pequena quantidade de energia ao longo de vários comprimentos de interação. Esta característica é explorada para confirmação e identificação de múons no calorímetro do DØ.

Um pacote chamado MTC [69] possibilita a identificação de segmentos de células do calorímetro com energia positiva (acima do valor de pedestal), consistentes com um traço minimamente ionizante - presumivelmente um múon - apontando para o vértice. A procura por segmentos pode ser feita a partir do vértice em todo o calorímetro ou em torno da direção de um traço já identificado pelo detetor central e/ou sistema de múons. Para cada traço encontrado no calorímetro o pacote MTC calcula uma série de variáveis que medem, entre outras coisas, o isolamento, a continuidade e a energia depositada ao longo do traço (ou em torres de células ao seu redor).

A continuidade do sinal deixado ao longo do calorímetro é uma importante característica do múon que permite distingüi-lo de fótons, elétrons e hádrons. Especialmente no calorímetro hadrônico. O pacote MTC fornece algumas variáveis que medem a continuidade de um traço ao longo dos calorímetros. Dentre elas, uma se mostra particularmente importante na rejeição do *background* combinatorial: a fração de camadas do calorímetro hadrônico na direção do traço com deposição de energia (HFRAC). Após estudos em amostras de dados reais e Monte Carlo resolvemos adotar o corte HFRAC=1

que elimina grande parte do *background* e mantém aproximadamente 90% dos múons.

Também exigimos que o candidato a múon tenha depositado ao menos 1GeV nos calorímetros (ver distribuição de energia nos calorímetros mostrada na figura 7.4(a)).

## 7.4 Extração de Cósmicos com o uso dos Cintiladores

Após aplicados os cortes definidos nas seções anteriores a amostra de dados se encontra satisfatoriamente livre do *background* combinatório. No entanto, há ainda uma quantidade significativa de múons provenientes de raios cósmicos que coincidentemente apontam para o vértice de interação e satisfazem aos critérios do ajuste global. O uso da informação dos cintiladores possibilita a rejeição de parte destes múons e a estimativa da fração remanescente na amostra.

Os cintiladores que cobrem as câmaras no CF fornecem uma informação bastante precisa do tempo de passagem de uma partícula. Isso permite distinguir os múons produzidos na interação, e que alcançam os cintiladores dentro de uma janela de tempo de cerca de 20ns, definida em sincronia com o relógio do acelerador, dos múons provenientes de raios cósmicos, os quais têm uma distribuição uniforme no tempo, sem qualquer correlação com os cruzamentos dos feixes. Por essa razão só aceitamos candidatos que tenham passado pelos cintiladores dentro de uma janela de tempo de  $\pm 10$ ns em relação ao tempo da interação, como forma de enriquecer a amostra com múons produzidos a partir de colisões no acelerador.

Os raios cósmicos que passam dentro da janela de tempo não podem ser removidos da amostra mas sua contribuição pode ser estimada. Na figura 7.5(a) vê-se a distribuição da

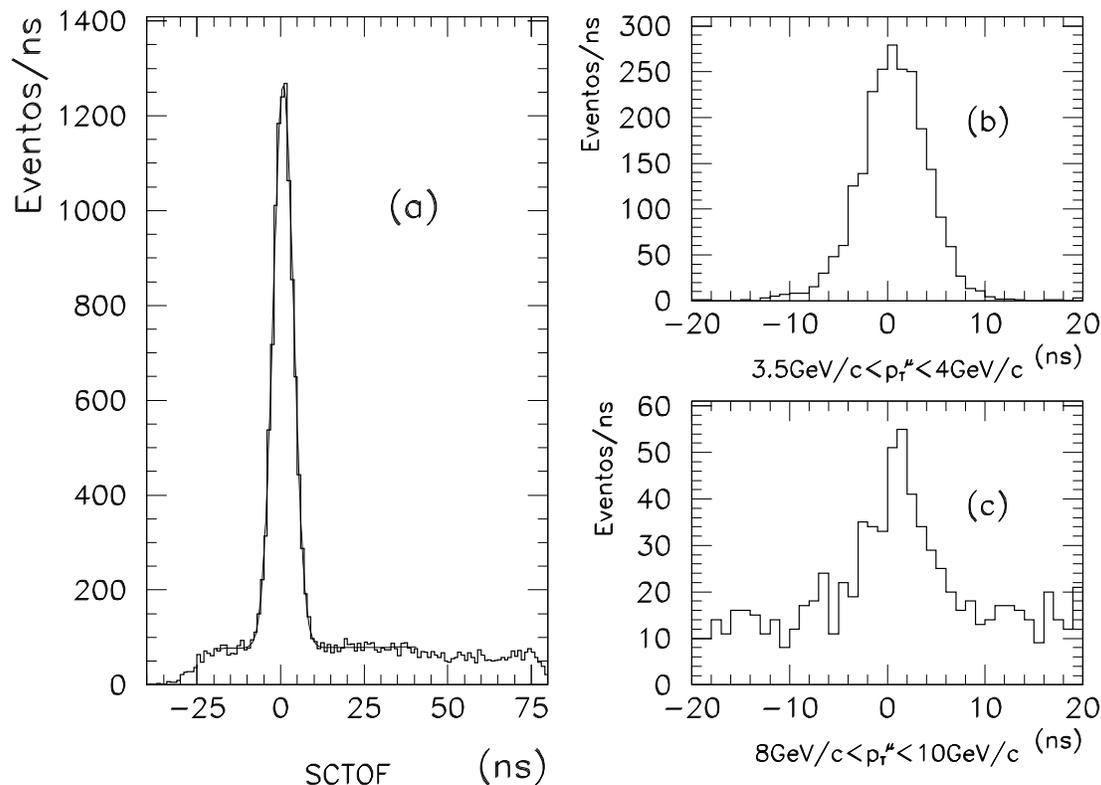


Figura 7.5: Distribuição do tempo de passagem dos múons pelos cintiladores.

variável SCTOF que representa a diferença entre o tempo medido e o tempo esperado de passagem pelos cintiladores dos candidatos a múon. O ajuste (mostrado na figura) feito com uma função gaussiana para os candidatos no tempo da interação - sinal - somada a uma reta para os eventos fora do tempo - *background* - fornece um valor de  $\sigma \approx 3 \text{ ns}$  para a dispersão dos eventos no tempo da interação.

A distribuição de  $p_T$  dos múons provenientes de raios cósmicos é diferente da dos múons produzidos em interações próton-antipróton. Em consequência a razão sinal/*background* varia em função de  $p_T$ , conforme mostrado nas figuras 7.5(b) e 7.5(c), e a contribuição

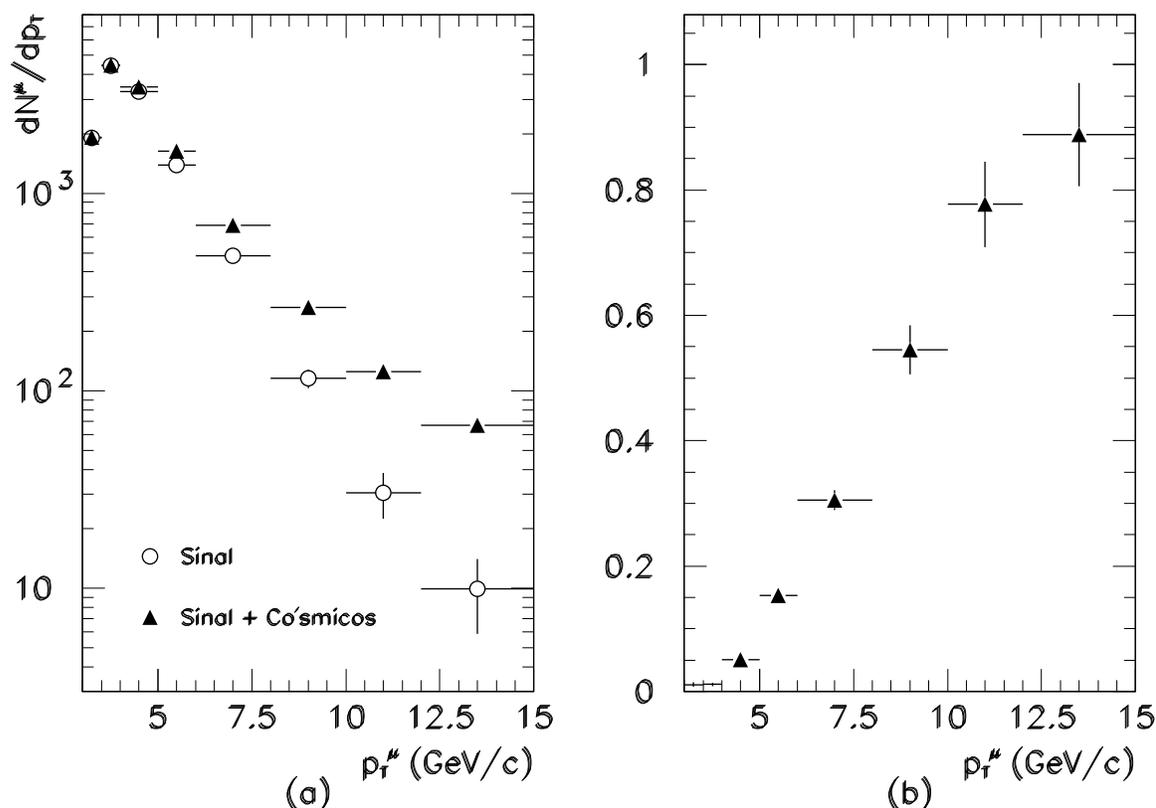


Figura 7.6: (a) Distribuição de  $p_T$  dos candidatos a múon antes e depois da subtração do *background* de raios cósmicos. (b) Razão cósmicos/(sinal + cósmicos).

dos raios cósmicos precisa ser estimada por intervalo de  $p_T$ . O resultado é mostrado nas figuras 7.6(a) e 7.6(b) em que se vêem os espectros de múons antes e após a subtração dos cósmicos e a fração de raios cósmicos, definida como a razão cósmicos/(sinal + cósmicos), respectivamente. A fração de cósmicos por faixa de  $p_T$  é também apresentada na tabela 7.1. Acima de 15 GeV/c a amostra é completamente dominada por múons provenientes de raios cósmicos. A alta taxa de contaminação no intervalo  $12 \text{ GeV/c} < p_T^\mu < 15 \text{ GeV/c}$  nos levou a limitar a análise a candidatos com  $p_T^\mu < 12 \text{ GeV/c}$ , incluindo este corte no conjunto de critérios de seleção.

$p_T^\mu$ (GeV/c)	Fração de cósmicos (%)
3-3,5	$1,08 \pm 0,37$
3,5-4	$1,14 \pm 0,27$
4-5	$5,02 \pm 0,38$
5-6	$15,28 \pm 0,91$
6-8	$30,5 \pm 1,4$
8-10	$54,5 \pm 3,1$
10-12	$77,7 \pm 4,7$
12-15	$88,9 \pm 6,0$

Tabela 7.1: Fração de múons provenientes de raios cósmicos.

Apresentamos na tabela 7.2 o conjunto final de cortes, com os cortes definidos nas seções anteriores, acrescidos do corte no limite superior de *momentum*. A amostra final de múons, destinada à medida da seção de choque inclusiva, contém 9.491 múons. A contaminação por cósmicos estimada é de  $14,38 \pm 0,37\%$ .

$1 \leq \text{QUAD} \leq 4$ $ \eta^\mu  < 0,8$ $50^\circ < \phi^\mu < 130^\circ$ $3\text{GeV}/c < p_T^\mu < 12\text{GeV}/c$
$\text{IFW1} \neq 5$ $\text{IFW4} = 0,1$ $\chi^2 > 0$ $f  \vec{B} \times \vec{d\ell}  > 0,6\text{GeV}$
$\text{HFRAC} = 1$ $\text{ECAL1} > 1\text{GeV}$
$ \text{SCTOF}  < 10\text{ns}$

Tabela 7.2: Cortes de seleção de múons.

# Capítulo 8

## Eficiências

Cada etapa do processo de seleção da amostra de dados aumenta sua pureza, mas também implica em perda de uma fração dos eventos de interesse ao estudo em questão. Em outras palavras, há uma ineficiência associada a cada uma das etapas. Quando o número absoluto de eventos produzidos em um determinado processo é relevante para a medida que se pretende fazer estas ineficiências precisam ser conhecidas.

Neste capítulo discutimos a determinação da eficiência de detecção de múons no DØ. Para isso usamos eventos de Monte Carlo e dados reais especialmente selecionados. Os eventos de Monte Carlo foram gerados contendo pelo menos um múon e submetidos às mesmas etapas de detecção e caracterização que os eventos reais, conforme descrito no capítulo 6. Os dados reais, usados na verificação das eficiências obtidas via Monte Carlo, são subamostras selecionadas com cortes mais restritivos ou obtidas com outros *triggers*.

Nesta análise, um múon presente na amostra final de dados deve, necessariamente, ter passado por todas as etapas de detecção e critérios de seleção descritos anteriormente. Ele tem que ter deixado sinais nas câmaras de múons, ter satisfeito às exigências dos *triggers* e filtros, ter sido encontrado pelo programa de reconstrução e, por fim, ter passado por

todos os cortes de seleção aplicados *off-line*. Portanto, a eficiência total de detecção de um múon pode ser fatorizada como o produto das eficiências de detecção em cada uma das etapas acima citadas:

$$\varepsilon_{tot} = \varepsilon_{cam} * \varepsilon_{trig} * \varepsilon_{reco} * \varepsilon_{off} . \quad (8.1)$$

Seria desejável que a eficiência em cada uma dessas etapas fosse adequadamente medida e testada no Monte Carlo. No entanto, devido às correlações existentes entre os termos em 8.1, não é uma tarefa simples determinar a eficiência de cada processo separadamente. Há, por exemplo, uma forte correlação entre a eficiência das câmaras e a eficiência de *trigger*. O próprio algoritmo usado no cálculo de eficiência das câmaras só funciona satisfatoriamente se suas eficiências não forem demasiadamente baixas. São empregados para este fim múons que passaram pelos *triggers* de múons. Quando a eficiência de uma câmara é baixa, maior é a probabilidade de que suas células deixem de registrar a passagem de um múon. Essa perda de registro de sua passagem pode fazer com que a exigência do *trigger* de um número mínimo de planos cruzados pela partícula não seja satisfeita, e o evento, conseqüentemente, seja rejeitado. Isso provoca uma má determinação da eficiência das câmaras.

Pelo acima exposto, nos atemos aqui ao estudo das eficiências acopladas de câmaras e *trigger* ( $\varepsilon_{cam} * \varepsilon_{trig}$ ), descrito na próxima seção. A eficiência de reconstrução ( $\varepsilon_{reco}$ ) é verificada na seção 8.2 através da comparação do Monte Carlo com valores obtidos em um estudo anterior. A eficiência dos cortes *off-line* ( $\varepsilon_{off}$ ), também investigada na seção 8.2, é medida, sempre que possível, com o uso de amostras de dados e usada para corrigir distorções observadas no Monte Carlo. Por fim, a eficiência total é obtida na seção 8.3

via Monte Carlo, mas incorporando correções obtidas da comparação entre os dados e o Monte Carlo.

Um último ponto a ser mencionado é que algumas componentes da eficiência, notadamente a de *trigger*, possuem dependência com o *momentum* transverso  $p_T^\mu$ . Tal dependência pode ser computada em função de  $p_T$  medido (ou em coordenadas do detetor) ou em função de  $p_T$  real do múon. As eficiências aqui apresentadas foram calculadas em função de  $p_T^\mu$  medido. A relação entre os *momenta* reais e medidos, bem como outras conseqüências da resolução de *momentum* do detetor, serão consideradas na seção 9.1.

## 8.1 Eficiência de Trigger

A medida de eficiência de *trigger* é obtida do Monte Carlo e definida como a razão entre o número de eventos que satisfazem às exigências do *trigger* ( $N_{trig}^\mu$ ) e o número de eventos gerados ( $N_{gerado}^\mu$ ):

$$\varepsilon_{trig} = \frac{N_{trig}^\mu}{N_{gerado}^\mu} \quad (8.2)$$

Esta medida já incorpora a eficiência das câmaras, modelada através do programa MUSMEAR, descrito na seção 6.3. Na figura 8.1 são mostradas as eficiências de *trigger* de nível 1 e  $1 \otimes 2$  (acumulada) em função de  $p_T^\mu$ . Observa-se um rápido aumento da eficiência do *trigger* de nível 1 entre 3 e 6 GeV/c. A partir deste ponto a eficiência torna-se aproximadamente independente de  $p_T^\mu$ . O filtro de nível 2 não modifica esta dependência em  $p_T^\mu$ .

A eficiência do *trigger* de múons de nível 1 para traços reconstruídos obtida com o uso de eventos simulados é comparada na figura 8.2 com a eficiência medida em dados

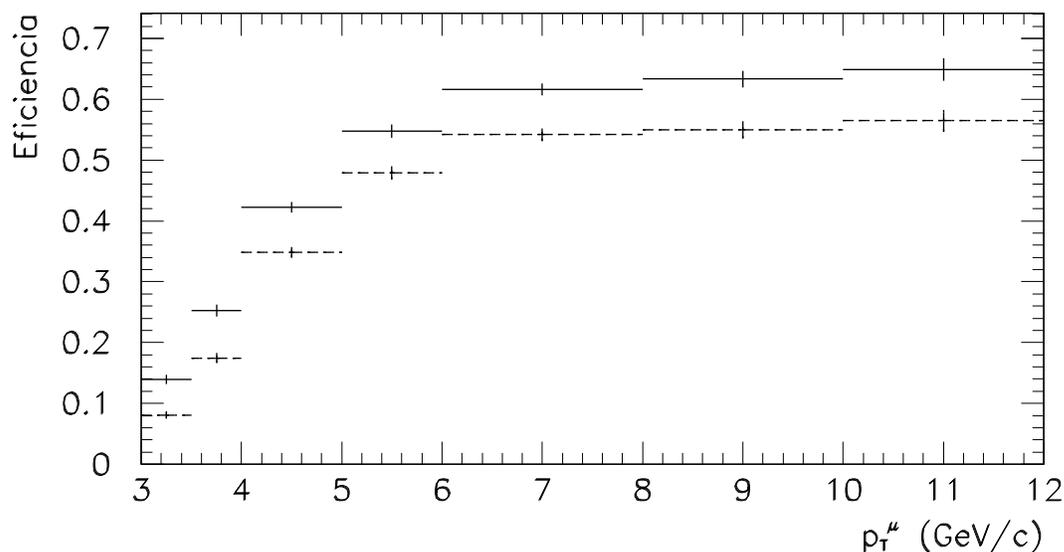


Figura 8.1: Eficiências dos triggers de nível 1 e 2 em função de  $p_T^\mu$ .

reais coletados com outros *triggers* físicos que não os de múons (principalmente *triggers* de QCD, que se utilizam exclusivamente do calorímetro). Esta medida de eficiência não é equivalente à apresentada na figura 8.1 pois se utiliza de múons já reconstruídos. Ela é apenas uma verificação entre a representação do *trigger* no Monte Carlo e seu comportamento, medido em dados reais. Há em geral um bom acordo entre dados e Monte Carlo. Entretanto, os dados apontam para uma eficiência ligeiramente inferior à representada no Monte Carlo para altos valores de  $p_T$ . Esta diferença pode, contudo, ser explicada pela quantidade significativa de múons provenientes de raios cósmicos a alto  $p_T$  (vide discussão sobre eficiência individual dos cortes na próxima seção). O pequeno número de eventos sem viés (*bias*) selecionados com os triggers de QCD não permite o uso de cortes mais restritivos que poderiam reduzir a contaminação de cósmicos nesta amostra de teste.

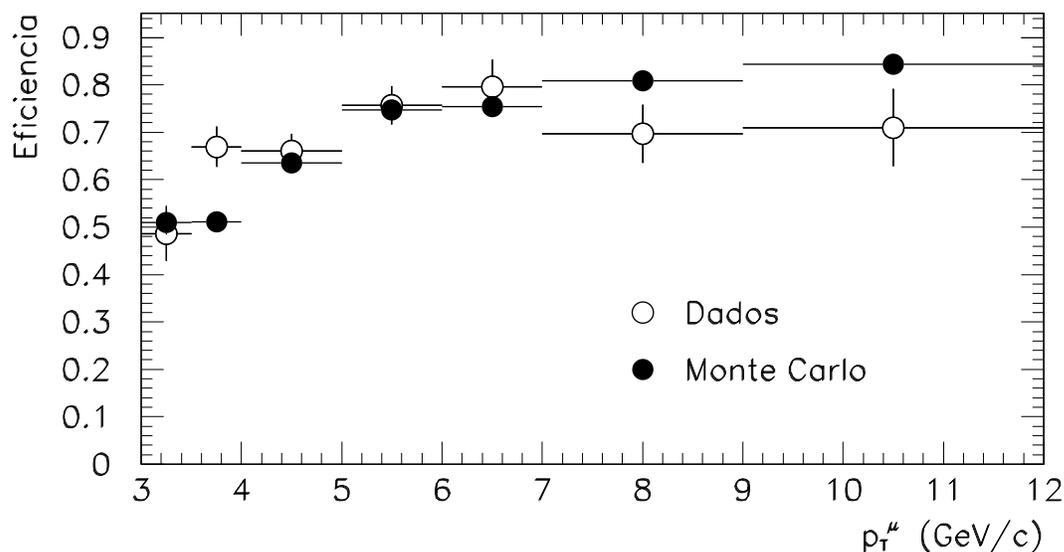


Figura 8.2: Comparação da eficiência do trigger de nível 1 obtida via Monte Carlo e via dados reais.

## 8.2 Eficiências de Reconstrução e dos Cortes de Seleção de Múons

A determinação da eficiência de reconstrução de múons é uma tarefa bastante delicada que requer o uso de subconjuntos de dados adequados. É, de fato, difícil encontrar uma amostra de dados razoavelmente livre de viés, capaz de fornecer uma estimativa confiável dessa eficiência. Duas amostras foram usadas em um estudo [70] feito com este intuito. A primeira amostra consiste de eventos que passaram pelo *trigger* de múons+jatos e que foram selecionados visualmente <sup>1</sup> antes de passarem pelo programa de reconstrução. A seguir, estes eventos foram reconstruídos e o número de eventos que sobreviveram a essa etapa comparado com o número de eventos inicialmente selecionado. A segunda amostra

<sup>1</sup>A seleção é feita com o uso de um programa gráfico que reconstitui a passagem do candidato a múon pelo detetor.

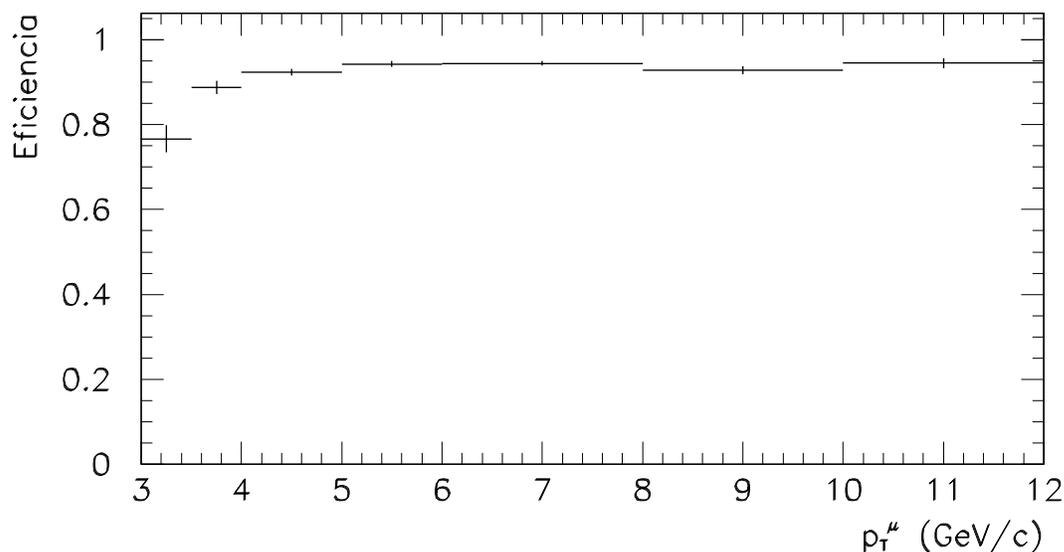


Figura 8.3: Eficiência de reconstrução obtida do Monte Carlo.

é composta de eventos com dois múons com massa invariante na região de massa do bóson neutro  $Z^0$ , e portanto provenientes do decaimento  $Z \rightarrow \mu\mu$ , o que garante sua legitimidade física. Nestes eventos um dos múons satisfaz a critérios rigorosos de seleção para assegurar a pureza do sinal de  $Z^0$ . Neste caso a eficiência foi determinada para o segundo múon no evento, sobre o qual não haviam sido feitas exigências muito restritivas. Neste estudo [70] a eficiência de reconstrução foi medida em ambas as amostras para alguns conjuntos de cortes que definem um bom múon reconstruído. As medidas obtidas nas duas amostras estão em acordo entre si. Os mesmos conjuntos de cortes quando aplicados à amostra de eventos de Monte Carlo por nós utilizada produzem resultados compatíveis com os obtidos no estudo. Na figura 8.3 pode-se ver a eficiência de reconstrução, praticamente independente de  $p_T^\mu$ , obtida do Monte Carlo.

A eficiência obtida com o uso do Monte Carlo para cada um dos principais cortes de

seleção é comparada com a obtida dos dados na tabela 8.1. Para estimar com dados reais a eficiência de um determinado corte, calculamos a razão entre o número de candidatos que satisfazem a todos os cortes de seleção e o número de candidatos que satisfazem a todos os cortes excluindo o corte em questão. Investigamos, também, a dependência com o *momentum* transverso, pseudo-rapidez e coordenada azimutal da eficiência dos cortes. Nenhuma discrepância significativa foi observada entre dados e Monte Carlo com respeito à dependência em  $\eta^\mu$  e  $\phi^\mu$ . Mas, com relação à variável  $p_T^\mu$ , há uma forte dependência da eficiência obtida por dados reais para as variáveis ECAL1 e HFRAC, que indicam respectivamente a energia total e seu padrão de deposição no calorímetro. Em ambos os casos a eficiência do corte diminui com o aumento de  $p_T^\mu$ . O mesmo comportamento não é observado no Monte Carlo em que a eficiência é independente de  $p_T^\mu$ . A significativa quantidade de múons provenientes de raios cósmicos é a causa da menor eficiência a alto  $p_T$ . Duas constatações suportam esta hipótese. A primeira é que se usarmos um corte mais restritivo na janela de tempo do cintilador ( $|\text{SCTOF}| < 5\text{ns}$ ) a dependência com  $p_T^\mu$  da eficiência é atenuada. O corte mais restritivo em SCTOF tem o efeito de enriquecer a amostra de múons provenientes da colisão em relação aos cósmicos. A segunda constatação é que a eficiência a alto  $p_T^\mu$  dos cortes ECAL1 e HFRAC medida em eventos com  $|\text{SCTOF}| > 12\text{ns}$ , que são constituídos basicamente por cósmicos, é essencialmente a mesma obtida com a amostra final de dados para a mesma região de  $p_T^\mu$ . Portanto, a baixa eficiência a alto  $p_T^\mu$  é, de fato, a eficiência destes cortes medida em múons provenientes de raios cósmicos e não sua eficiência em múons produzidos no Tevatron.

Para obter uma estimativa confiável da eficiência dos cortes ECAL1 e HFRAC usamos

Corte	Monte Carlo	Dados
$f \vec{B} \times \vec{d}\ell  > 0,6\text{GeV}$	$99,07 \pm 0,13$	$99,30 \pm 0,13$
$\chi^2 > 0$	$99,91 \pm 0,04$	$99,83 \pm 0,06$
$HFRAC = 1$	$98,00 \pm 0,19$	$92,92 \pm 0,38$
$ECAL1 > 1\text{GeV}$	$97,12 \pm 0,23$	$94,24 \pm 0,35$

Tabela 8.1: Eficiência (em %) dos cortes de seleção de múons no CF.

somente candidatos com  $p_T$  entre  $3\text{GeV}/c$  e  $5\text{GeV}/c$ , intervalo em que a contaminação por cósmicos ainda é muito pequena, e incluímos o corte  $|\text{SCTOF}| < 5\text{ns}$  com a finalidade de enriquecer a amostra. Os valores obtidos são os apresentados na tabela 8.1. Desta tabela observamos um bom acordo entre dados e Monte Carlo para as variáveis  $\chi^2$  e  $f|\vec{B} \times \vec{d}\ell$ . O mesmo não acontece, contudo, com as variáveis HFRAC e ECAL1 para as quais há diferença significativa entre os valores obtidos com eventos simulados e reais. Devido a esta discrepância, calculamos para cada uma dessas variáveis um fator de correção dado por  $\varepsilon_{\text{Dados}}/\varepsilon_{\text{MC}}$  a ser aplicado à eficiência total. Seus valores são  $f_{\text{HFRAC}} = 94,8 \pm 0,4$  e  $f_{\text{ECAL1}} = 97,0 \pm 0,4$ .

Outro corte cuja eficiência precisa ser levada em conta separadamente é a exigência de confirmação dos cintiladores, pois o programa DØGEANT (vide seção 6.2) não inclui os cintiladores na representação do detetor. Estudos efetuados após a instalação da cobertura de cintiladores constataram uma eficiência de  $97 \pm 2\%$  [71]. A principal fonte de ineficiência são os espaços vazios entre os arranjos de cintiladores. Um fator de correção global igual ao acima mencionado será incluído à eficiência dos cortes.

A eficiência obtida do Monte Carlo para o conjunto de cortes aplicados *off-line* é mostrada em linha cheia na figura 8.4 em função do  $p_T$  do múon. Ela não inclui o fator

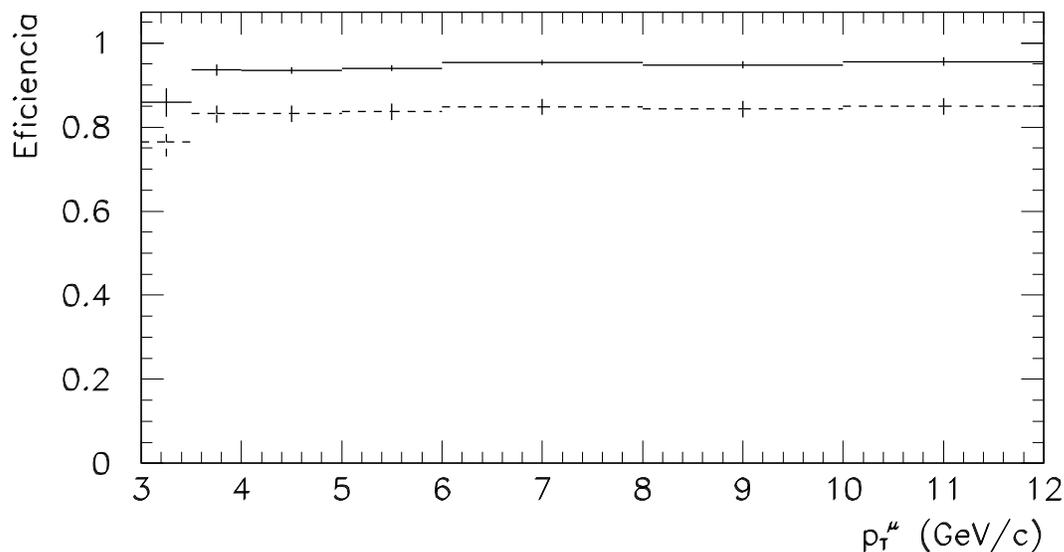


Figura 8.4: Eficiência dos cortes de seleção em função de  $p_T^\mu$ . Em linha cheia vê-se a eficiência obtida do Monte Carlo e em linha tracejada a mesma eficiência após ser corrigida pelo fator  $f_{ECAL1} * f_{HFRAC} * \epsilon_{SCINT}$ .

de aceitação geométrica devido ao corte fiducial em  $\phi$ . Incluiremos tal fator ao computar a eficiência final para observação de múons. A eficiência dos cortes *off-line* é praticamente independente de  $p_T^\mu$  e o valor de  $\approx 95\%$  corresponde aproximadamente ao produto das eficiências individuais dos cortes, listadas na tabela 8.1. Na mesma figura é mostrada em linha tracejada a eficiência dos cortes *off-line* corrigida pelo fator  $f_{ECAL1} * f_{HFRAC} * \epsilon_{SCINT}$  de correção apresentado na tabela 8.2.

### 8.3 Eficiência Final de Observação de Múons

A eficiência total ( $\epsilon_{TOTAL}$ ) de detecção, reconstrução e seleção de múons para esta análise é apresentada em função de  $p_T^\mu$  na tabela 8.3, sendo aproximadamente constante, em torno de 50%, acima de 6GeV/c. O cálculo de  $\epsilon_{TOTAL}$  não leva em conta o corte fiducial na

Fator	Eficiência (%)
$f_{ECAL1}$	$97,0 \pm 0,4$
$f_{HFRAC}$	$94,8 \pm 0,4$
$f_{ECAL1} * f_{HFRAC}$	$92,0 \pm 0,5$
$\varepsilon_{SCINT}$	$97 \pm 2$
$f_{ECAL1} * f_{HFRAC} * \varepsilon_{SCINT}$	$89 \pm 2$

Tabela 8.2: Fatores de correção.

coordenada  $\phi$  e reflete, portanto, a eficiência de uma região instrumentalizada do detetor.

O fator de aceitação geométrica devido ao corte fiducial é incluído somente na determinação da eficiência final ( $\varepsilon_{FINAL}$ ), mostrada na figura 8.5(a) e listada, em função do intervalo de  $p_T^\mu$ , na tabela 8.3. É esta eficiência que usamos para corrigir a distribuição em  $p_T$  dos múons selecionados com o conjunto de cortes descritos no capítulo anterior, a fim de obter a medida da seção de choque de produção dos múons, como veremos no próximo capítulo. O erro na determinação de  $\varepsilon_{FINAL}$  é o resultado da soma em quadratura do erro estatístico do Monte Carlo com o erro na determinação de  $f_{ECAL1} * f_{HFRAC} * \varepsilon_{SCINT}$ .

Com o intuito de obter uma parametrização da eficiência em função do *momentum* transversal do múon, nós ajustamos às medidas apresentadas na figura 8.5(a) a forma funcional

$$\varepsilon(p_T^\mu) = a\{1 - \exp[-(p_T^\mu - b)^c]\} . \quad (8.3)$$

obtendo os seguintes valores para os parâmetros:

$$a = 0,1069 \pm 0,0045 ,$$

$$b = 3,536 \pm 0,074 \text{ GeV}/c \text{ e}$$

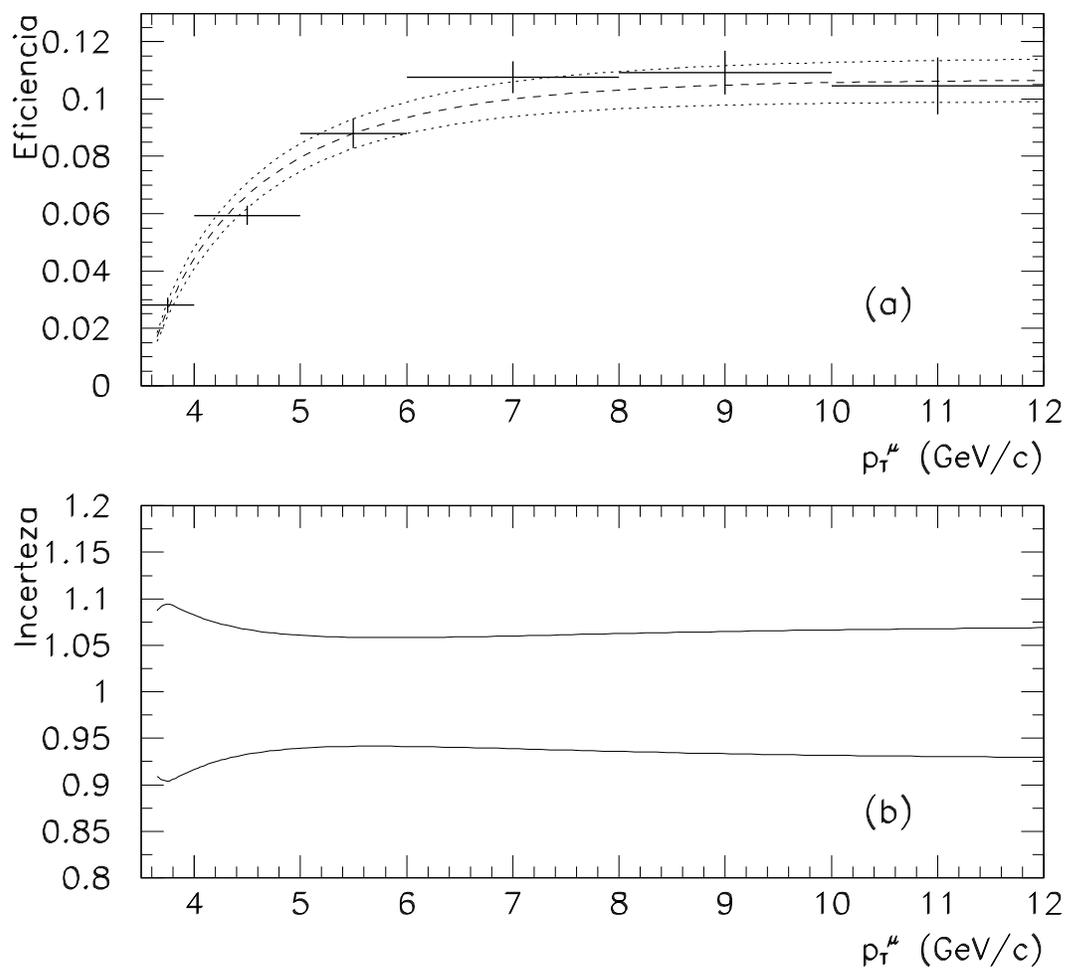


Figura 8.5: Valor central e faixa de incerteza da eficiência final.

$p_T^\mu$ (GeV/c)	$\varepsilon_{trig}$ (%)	$\varepsilon_{RECO}$ (%)	$\varepsilon_{off}$ (%)	$\varepsilon_{TOTAL}$ (%)	$\varepsilon_{FINAL}$ (%)
3-3,5	$8,1 \pm 0,6$	$76,7 \pm 3,2$	$76,4 \pm 3,5$	$5,8 \pm 0,8$	$1,12 \pm 0,16$
3,5-4	$17,4 \pm 0,8$	$88,8 \pm 1,6$	$83,3 \pm 2,2$	$13,6 \pm 1,2$	$2,81 \pm 0,27$
4-5	$34,8 \pm 0,9$	$92,3 \pm 0,7$	$83,2 \pm 2,0$	$27,6 \pm 1,4$	$5,94 \pm 0,34$
5-6	$47,9 \pm 1,1$	$94,3 \pm 0,7$	$83,7 \pm 2,0$	$40,2 \pm 2,0$	$8,80 \pm 0,52$
6-8	$54,2 \pm 1,0$	$94,5 \pm 0,6$	$84,9 \pm 2,0$	$48,3 \pm 2,0$	$10,76 \pm 0,56$
8-10	$55,0 \pm 1,4$	$92,8 \pm 0,9$	$84,4 \pm 2,0$	$50,6 \pm 2,6$	$10,92 \pm 0,77$
10-12	$56,5 \pm 1,9$	$94,5 \pm 1,1$	$85,0 \pm 2,1$	$52,0 \pm 3,5$	$10,5 \pm 1,0$

Tabela 8.3: Eficiências em função de  $p_T^\mu$ .

$$c = 0,81 \pm 0,15 \quad ,$$

com  $\chi^2 = 1,72$  por grau de liberdade. O ponto  $3,0\text{GeV}/c < p_T^\mu < 3,5\text{GeV}/c$  não foi incluído neste ajuste por apresentar uma eficiência muito baixa e com elevada incerteza. São também mostrados na figura 8.5(a) os limites inferior e superior do ajuste, obtidos variando-se os parâmetros  $a$ ,  $b$  e  $c$  dentro dos erros. A razão entre os limites superior e inferior da eficiência e seu valor central é mostrada na figura 8.5(b). Esses limites serão usados como estimativa de erro sistemático na determinação da eficiência.

Apresentamos na tabela 8.3 os valores de eficiência em função de  $p_T^\mu$  obtidos ao longo deste capítulo.

# Capítulo 9

## Seção de Choque de Produção de Múons

Neste capítulo obtemos a seção de choque diferencial inclusiva de produção de múons em colisões  $p\bar{p}$  à energia de centro de massa de 630 GeV e estimamos a contribuição proveniente do quark **b**. A seção de choque diferencial normalizada pelo intervalo de pseudo-rapidez ( $\Delta\eta$ ) é definida pela relação

$$\frac{1}{\Delta\eta} \cdot \frac{d\sigma^\mu}{dp_T^\mu} = \frac{1}{\Delta\eta} \cdot \frac{dN^\mu/dp_T^\mu}{\mathcal{L} \cdot \varepsilon(p_T^\mu)} \quad , \quad (9.1)$$

em que  $dN^\mu/dp_T^\mu$  é a distribuição de múons normalizada por intervalo de  $p_T$  obtida no capítulo 7,  $\mathcal{L}$  é a luminosidade integrada (seção 4.5) e  $\varepsilon(p_T^\mu)$  é a eficiência de detecção de múons calculada no capítulo anterior (figura 8.5).

Na próxima seção descrevemos o processo de deconvolução usado para corrigir o espectro observado de múons dos efeitos da resolução de *momentum* do detetor. Nas seções seguintes discutimos as contribuições dos principais processos físicos à produção inclusiva de múons na região cinemática em estudo, determinamos a fração de múons provenientes de decaimentos semileptônicos do quark **b** e, por fim, obtemos a seção de choque destes múons produzidos a partir do quark **b**.

## 9.1 Resolução de Momentum e Seção de Choque Inclusiva de Produção de Múons

A seção de choque em função do  $p_T$  real pode ser inferida a partir da seção de choque em função do  $p_T$  medido, desde que se conheça a função de resolução de *momentum* do detector. Tal função descreve a resolução  $\sigma(p)$  alcançada na determinação do *momentum* de múons produzidos com *momentum* real  $p$ . Dois fatores determinam esta resolução: o espalhamento Coulombiano sofrido pelo múon ao atravessar os calorímetros e toróides e a precisão com que sua trajetória pode ser determinada antes e depois da deflexão pelo campo magnético. A função de resolução de *momentum* do detector DØ foi parametrizada pela função

$$\frac{\sigma(p)}{p} = \sqrt{\left[\frac{A(p-2)}{p}\right]^2 + (Bp)^2} \quad , \quad (9.2)$$

com  $p$  medido em GeV/c e os valores medidos dos parâmetros  $A = 0,18 \pm 0,02$  e  $B = 0,003 \pm 0,001$  (GeV/c)<sup>-1</sup> [54]. Estes valores foram obtidos do estudo de múons nos picos de massa do  $J/\psi$  e  $Z^0$  na amostra de dimúons  $\mu\mu$ . O primeiro termo em 9.2 está relacionado ao espalhamento Coulombiano e o segundo à determinação da trajetória.

A probabilidade de que um múon produzido com *momentum*  $p$  seja medido como tendo *momentum*  $\bar{p}$  é dada por uma distribuição gaussiana em  $1/p$ :

$$\mathcal{G}(\bar{p}, p, \sigma(1/p)) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(1/\bar{p} - 1/p)^2}{2\sigma^2}\right] \quad , \quad (9.3)$$

em que  $|\sigma(1/p)| = 1/p^2 \cdot |\sigma(p)|$ . A distribuição é em  $1/p$  pois a medida é de fato feita no ângulo de deflexão  $\alpha$  (vide seção 5.3), que é inversamente proporcional a  $p$ . Esta distribuição é usada no processo de deconvolução adotado para se obter o espectro de

*momentum* real dos múons a partir de seu espectro medido. Este processo é descrito a seguir.

O método de deconvolução de *momentum* usado é um método analítico em que a dependência em *momentum* do espectro real é parametrizada através de uma função tentativa apropriada  $f(p)$ , cuja convolução com uma distribuição de probabilidade  $\mathcal{G}(\bar{p}, p)$  deve então se ajustar ao espectro observado  $\bar{f}(\bar{p})$ :

$$\bar{f}(\bar{p}) = \int \mathcal{G}(\bar{p}, p, \sigma) \cdot f(p) dp \quad . \quad (9.4)$$

Resolvida a equação acima, o espectro em coordenada de *momentum* real pode ser obtido a partir do espectro medido pela introdução de um fator de correção  $f_{res} = f(p)/\bar{f}(p)$ . Este é um método de deconvolução que tem sido amplamente utilizado em outras análises de dados (por exemplo, na referência [20]).

A equação 9.4 é resolvida numericamente. Adotamos como parametrização do espectro de *momentum* real a forma funcional

$$f(p; a, b, c) = ae^{b(p-2)^{0,6}} \frac{1}{(p-c)^4} \quad , \quad (9.5)$$

com parâmetros livres  $a$ ,  $b$  e  $c$ , que demonstrou ampla flexibilidade para ajustes de Monte Carlo. A distribuição de probabilidade  $\mathcal{G}$  usada é a dada pela equação 9.3. O ajuste pelo método de  $\chi^2$  da convolução de  $f(p)$  e  $\mathcal{G}$  aos dados fornece o mínimo valor de  $\chi^2$  ( $\chi^2 = 1,23$  por grau de liberdade) para os seguintes valores dos parâmetros:  $a = (0,43 \pm 0,28) \times 10^7 \text{nb}/(\text{GeV}/c)$ ,  $b = -1,51 \pm 0,13$  e  $c = -2,86 \pm 0,81 \text{GeV}/c$ .

O processo de deconvolução de *momentum* encontra-se ilustrado na figura 9.1. Juntamente com os pontos, que caracterizam o espectro de *momentum* medido, são mostradas

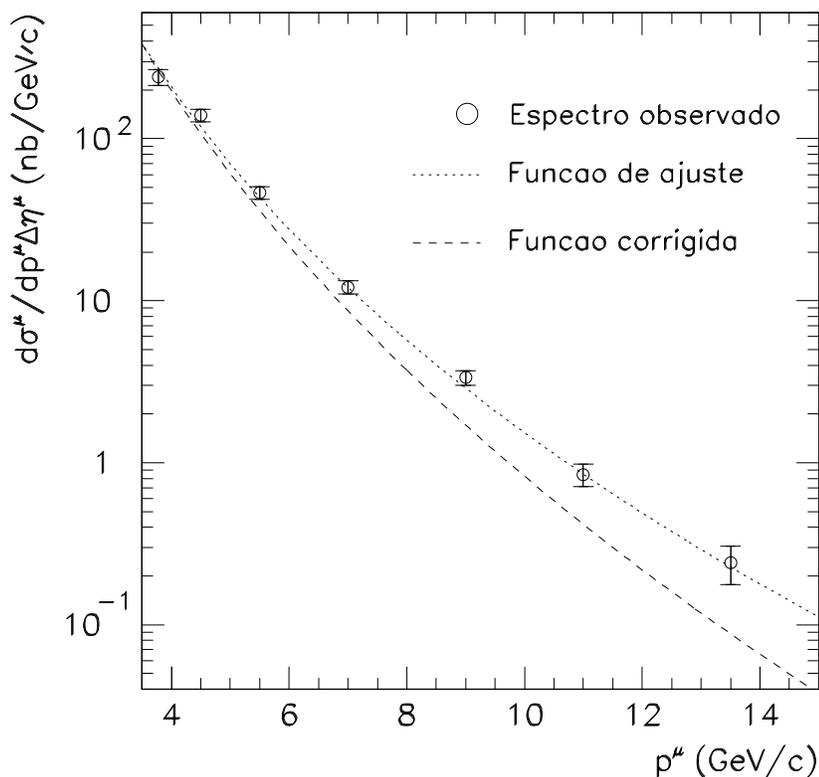


Figura 9.1: Deconvolução do espectro de *momentum*. A linha pontilhada representa o ajuste ao espectro observado de *momentum* e a tracejada representa o espectro corrigido pela resolução de *momentum*.

a função  $f(p; a, b, c)$  (linha tracejada), que representa o espectro real de *momentum*, e a convolução  $\bar{f}(p)$  (linha pontilhada) dessa função com a distribuição  $\mathcal{G}$ .

Desta figura, torna-se claro que a resolução finita de *momentum* tem o efeito global de alterar a forma do espectro físico de múons. Devido à inclinação acentuada deste, a migração de múons da região mais populosa (baixo  $p_T$ ) para a menos populosa (alto  $p_T$ ) é mais significativa do que aquela que ocorre no sentido inverso.

O fator de correção  $f_{res}$  do espectro observado para o real é mostrado na figura 9.2, em linha cheia.  $f_{res}$  torna-se mais significativo para altos valores de *momentum*, à medida

em que o fator  $Bp$  na equação 9.2, associado à resolução espacial de reconstrução das trajetórias, se torna mais importante.

O principal fator de incerteza no processo de deconvolução provém do erro na determinação de  $\sigma(p)/p$  e, conseqüentemente, das incertezas nos parâmetros  $A$  e  $B$  na equação 9.2. Para estimar a incerteza na deconvolução calculamos as contribuições individuais dos parâmetros  $A$  e  $B$  - variando-os dentro de suas incertezas - somando-as a seguir em quadratura para obter a incerteza total. O resultado é mostrado na figura 9.2 em linha pontilhada. Essas curvas serão utilizadas como estimativa de erro sistemático no fator  $f_{res}$  devido à incerteza na resolução de *momentum*.

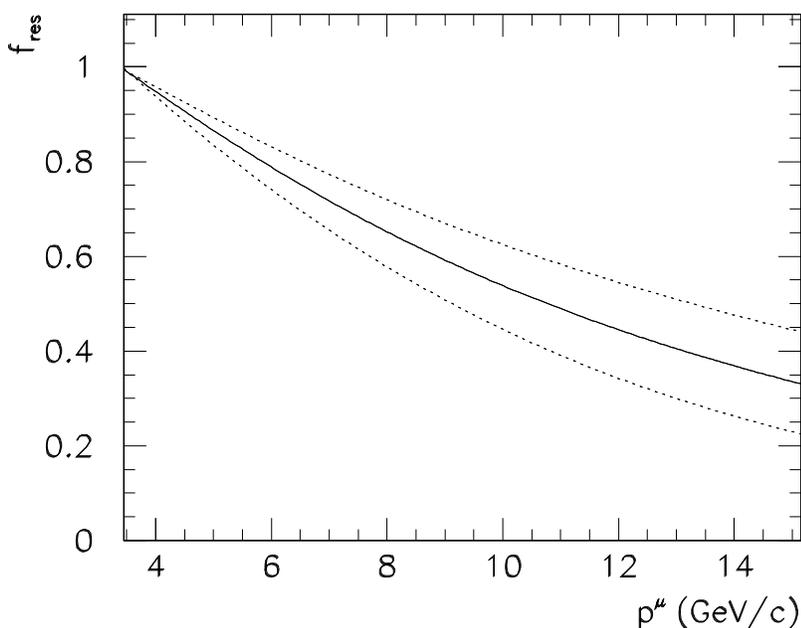


Figura 9.2: Fator de correção entre o espectro de *momentum* observado e o espectro real, e sua banda de incerteza.

Outra fonte potencial de erro investigada foi a forma funcional escolhida para descre-

ver a seção de choque. Repetimos o procedimento de deconvolução para outras formas funcionais, como por exemplo,

$$f(p; a, b, c) = ae^{bp} \frac{1}{p^c} . \quad (9.6)$$

Os resultados obtidos são praticamente idênticos ao obtido com a função 9.5. Também o valor de  $\chi^2$  dos ajustes é essencialmente o mesmo que no ajuste feito com tal função. Esses resultados indicam que o uso de diferentes formas funcionais não produz alterações significativas no resultado da deconvolução de *momentum*.

A deconvolução foi feita na variável *momentum*  $p$ . O fator de correção  $f_{res}$  resultante foi em seguida parametrizado através de um polinômio para ser usado na correção da distribuição observada de *momentum* transverso  $p_T$  dos múons. A seção de choque em função do  $p_T$  real do múon é, pois, dada pela expressão:

$$\frac{1}{\Delta\eta} \cdot \frac{d\sigma^\mu}{dp_T^\mu} = \frac{1}{\Delta\eta} \cdot \frac{dN^\mu/dp_T^\mu}{\mathcal{L} \cdot \varepsilon(p_T^\mu)} \cdot f_{res}(p^\mu) . \quad (9.7)$$

O resultado final para a produção inclusiva de múons em colisões  $p\bar{p}$  a  $\sqrt{s} = 630\text{GeV}$  é mostrado na figura 9.3, onde se encontram indicadas as medidas da seção de choque em coordenadas de  $p_T$  medido e de  $p_T$  real, isto é, antes e após o processo de deconvolução da resolução de *momentum*. Na próxima seção analisaremos a composição deste espectro.

Daqui em diante sempre que falarmos em *momentum* transverso estaremos nos referindo ao  $p_T$  real.

## 9.2 Composição do Espectro Inclusivo de Múons

O decaimento semileptônico de hádrons contendo os quarks **b** e **c** e o decaimento em vôo de píons e káons no volume livre interno ao calorímetro são os mecanismos dominantes de

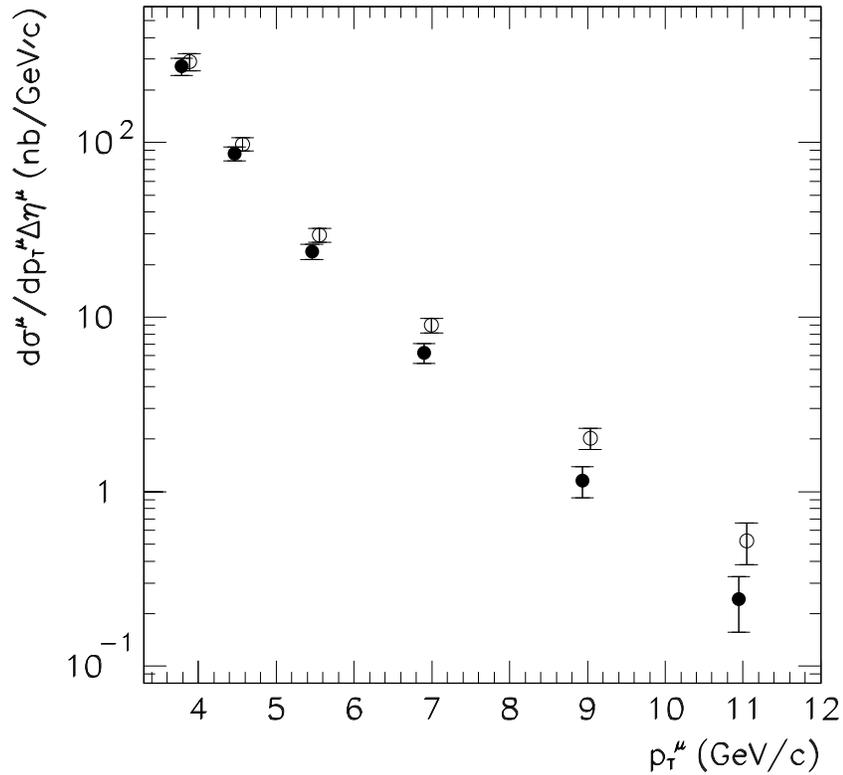


Figura 9.3: Seção de choque de múons em função de  $p_T^\mu$  (●) real e (○) medido. O ligeiro deslocamento em  $p_T$  entre os símbolos claros e escuros é apenas para facilitar sua visualização .

produção de múons em colisões entre prótons e antiprótons a  $\sqrt{s} = 630\text{GeV}$  na região de  $p_T$  estudada. Outros processos, como Drell-Yan e o decaimento muônico das ressonâncias  $J/\Psi$  e  $\Upsilon$  ou de bósons pesados, não contribuem significativamente para a produção de múons nesta faixa de  $p_T$ . A contribuição relativa de quarks de diferentes sabores para a seção de choque de múons é estimada, a seguir, com o uso de amostras de Monte Carlo.

### 9.2.1 Sabores Leves

Píons e káons produzidos na região de interação têm uma probabilidade significativa de decair via interação fraca antes que possam atingir os calorímetros. Na maior parte das vezes o produto do decaimento inclui múons: praticamente 100% dos píons carregados decaem no modo  $\pi \rightarrow \mu\nu_\mu$  e cerca de 67% dos káons carregados (além de uma fração dos  $K_L^0$ ) decaem em modos contendo um múon no estado final [26]. Parte desses múons são produzidos nas condições de aceitação exigidas na seleção da amostra de dados ( $p_T > 3\text{GeV}/c$  e  $|\eta| < 0,8$ ) e são, portanto, computados na medida de seção de choque mostrada na figura 9.3.

Para estimar essa contribuição de píons e káons à seção de choque inclusiva de múons, nós usamos uma versão modificada do gerador ISAJET, na qual, em todo evento, um káon ou pión - partículas tratadas como estáveis pelo ISAJET - é forçado a decair em um estado final contendo um múon. Um peso adequado é associado ao evento de acordo com a probabilidade de que o decaimento realmente venha a ocorrer. Tal probabilidade depende da razão de ramificação inclusiva em múons  $BR(h \rightarrow \mu X)$ , da vida média do méson e do caminho livre até o calorímetro (função do ângulo  $\theta$ ). Este simulador de  $\pi/K \rightarrow \mu X$  foi devidamente testado quanto à representação cinemática dos decaimentos e calibrado usando-se medidas da produção inclusiva de partículas carregadas em colisões  $p\bar{p}$  à mesma energia de centro de massa [72]. Tais procedimentos estão descritos no apêndice A e mais detalhadamente na referência [73].

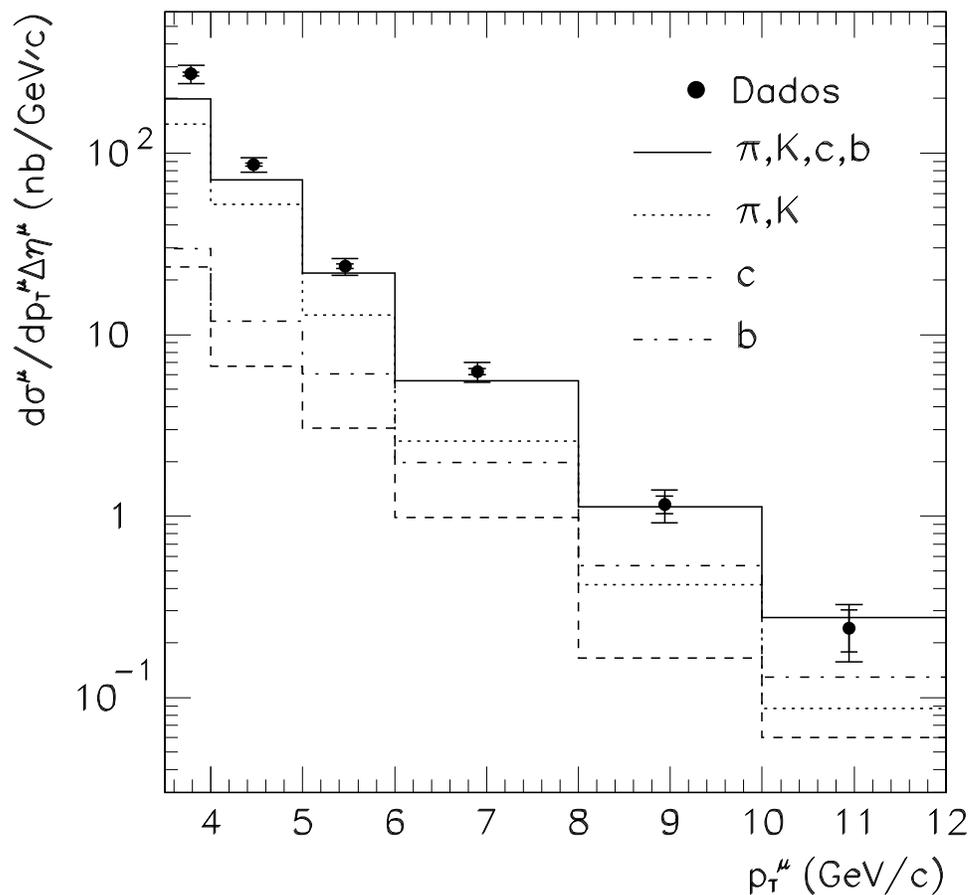


Figura 9.4: Medida da seção de choque inclusiva de produção de múons comparada com a estimativa obtida via Monte Carlo.

### 9.2.2 Sabores Pesados

A estimativa da contribuição à seção de choque de produção de múons provinda do decaimento de hádrons contendo sabores pesados é feita diretamente a partir do programa ISAJET (vide seção 6.1), versão 7.22. Usamos para isso os conjuntos de  $b, c \rightarrow \mu X$  simulados através da opção TWOJET (QCD) do ISAJET e mencionados na seção 6.5.

O erro estatístico na estimativa da contribuição dos sabores pesados varia entre 4%

e 15%, dependendo do intervalo de  $p_T$ , aos quais acrescentamos outros 10% de erro sistemático por conta das incertezas associadas à modelagem da fragmentação dos quarks e posterior decaimento em múons dos mésons pesados formados.

### 9.2.3 Resultados

Na figura 9.4 podemos ver a medida da seção de choque inclusiva de produção de múons comparada com a previsão obtida via Monte Carlo. As barras de erro internas representam o erro estatístico e as externas a soma em quadratura deste com o erro sistemático da medida. Na mesma figura encontram-se discriminadas as contribuições individuais provenientes do decaimento de mésons contendo sabores leves ( $\pi/K$ ) e pesados (**c** e **b**).

O espectro observado de múons provém predominantemente de píons e káons na região de *momentum* transversa abaixo de  $6\text{GeV}/c$ . Acima deste valor de  $p_T$  o espectro é dominado por múons produzidos pelos quarks **c** e **b**. O erro (não mostrado na figura 9.4) da estimativa de Monte Carlo da taxa de produção de múons é dominado pela incerteza - estimada entre 16% e 31% (tabela A.2) - na determinação da contribuição dos sabores leves.

É muito bom o acordo entre a medida da produção de múons do detetor  $D\bar{O}$  e a taxa prevista pelo Monte Carlo, exceto pelo primeiro ponto ( $3,5\text{GeV}/c < p_T^\mu < 4\text{GeV}/c$ ). Neste intervalo de  $p_T$  o valor medido excede o esperado em mais de 30%. Tal desvio é significativo mesmo levando-se em conta as incertezas mencionadas nas subseções acima.

Considerando-se as barras de erro, pode-se observar uma leve tendência do espectro medido a apresentar maior inclinação que o esperado, tendência esta que se transforma em um excesso de múons observados a baixo  $p_T$ . Exatamente as mesmas características

são também observadas na produção de múons não isolados (dentro de jatos) conforme mostrado recentemente [20]. Ali também observa-se um excesso de múons produzidos a baixo  $p_T$  em relação ao previsto pelo Monte Carlo, mesmo que a análise utilize métodos bastante diversos aos aqui empregados.

Mesmo assim, a razão de tal excesso pode estar associada à eficiência de detecção de múons, de difícil determinação nesta região de *momentum*, próxima ao limiar de detecção de múons no  $D\bar{O}$ . Pode também estar relacionada com incertezas não devidamente levadas em conta na determinação do espectro de múons de sabores leves. O espectro de *momentum* transverso dos píons e káons produzidos pelo ISAJET diverge fortemente das medidas existentes, feitas pelas colaborações UA1 e CDF, na região de baixo  $p_T$  ( $\sim < 5\text{GeV}/c$ ), o que nos obrigou a aplicar correções obtidas da comparação entre o espectro gerado pelo ISAJET e o medido. É possível que nem todas as fontes de indeterminação tenham sido apropriadamente consideradas neste primeiro ponto medido. Isto nos leva a não considerá-lo no capítulo seguinte, quando utilizamos apenas o espectro acima de  $4\text{GeV}/c$  para a obtenção da seção de choque de quarks  $\mathbf{b}$ .

### 9.3 Seção de Choque de Múons Provenientes do Quark $\mathbf{b}$

A medida da seção de choque de múons provenientes do quark  $\mathbf{b}$  é obtida através da relação:

$$\frac{d\sigma_b^\mu}{dp_T^\mu} = \left( \frac{d\sigma^\mu}{dp_T^\mu} - \frac{d\sigma_{\pi/K}^\mu}{dp_T^\mu} \right) \cdot f_b \quad , \quad (9.8)$$

em que  $d\sigma_{\pi/K}^{\mu}/dp_T^{\mu}$  é a contribuição estimada de sabores leves [73], discutida na seção anterior, e  $f_b$  representa a fração de múons provenientes de quarks **b**, em relação ao total de múons vindos de sabores pesados, definida como

$$f_b = \frac{\sigma(b \rightarrow \mu X) + \sigma(b \rightarrow c \rightarrow \mu X)}{\sigma(b \rightarrow \mu X) + \sigma(b \rightarrow c \rightarrow \mu X) + \sigma(c \rightarrow \mu X)}. \quad (9.9)$$

O termo entre parênteses na equação 9.8 representa o excesso ( $d\sigma_{HF}^{\mu}/dp_T^{\mu}$ ) de múons observado após a subtração do *background* esperado de sabores leves. Este excesso é associado, na região de *momentum* transverso em estudo, à produção de múons através do decaimento semileptônico de partículas contendo os quarks **c** e **b**.

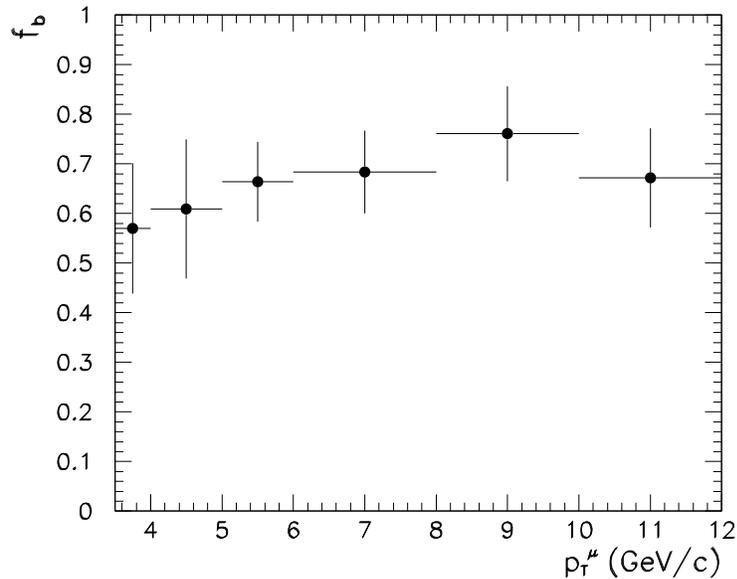


Figura 9.5: Fração relativa de múons provenientes de quarks **b**.

A fração  $f_b$  é obtida via Monte Carlo e é mostrada na figura 9.5 em função de  $p_T^{\mu}$ . Nesta figura acrescentamos o erro sistemático na estimativa de  $f_b$  ao erro estatístico do Monte Carlo. O erro sistemático se encontra listado na tabela 9.1 em função de  $p_T^{\mu}$ , e é o

mesmo adotado na análise do *Run 1A*, conforme descrito no próximo parágrafo.

Na análise dos dados do *Run 1A* ( $\sqrt{s} = 1,8\text{TeV}$ ) [16] foi usada uma técnica baseada na distribuição de *momentum* transverso ( $p_T^{\text{rel}}$ ) do múon em relação ao jato para se determinar  $f_b$ . Este método, no entanto, só se aplica aos eventos em que o jato associado ao múon foi reconstruído. No *Run 1A*, a fração de múons com um jato próximo ( $\Delta R^{\mu\text{-jato}} < 1$ ) reconstruído era superior a 50% do total na amostra de múons inclusivos. Já no *Run 1C* esta fração é de apenas cerca de 15%, o que inviabiliza o uso do método de  $p_T^{\text{rel}}$  para a extração de  $f_b$ . Esta pequena fração de múons com um jato próximo reconstruído se deve ao alto valor do limiar de energia ( $E_T > 8\text{GeV}$ ) para reconstrução de jatos em relação à energia transversa típica dos jatos de **b**. Por outro lado, o bom acordo obtido entre o ISAJET e o método de  $p_T^{\text{rel}}$  na determinação de  $f_b$  a  $\sqrt{s} = 1,8\text{TeV}$  [16] nos dá confiança em usar nesta análise o valor de  $f_b$  extraído do Monte Carlo. Usaremos como estimativa de erro sistemático os mesmos valores usados na análise citada acima.

$p_T^\mu$ (GeV/c)	$dN^\mu/dp_T^\mu$	$\epsilon^\mu$	$\mathcal{L}$	$f_{res}$	$f_b$	$\Delta(d\sigma_b^\mu/dp_T^\mu)$
3,5-4	2,1	10	3.1	1.3	23	25
4-5	1,8	8	3.1	2.7	23	25
5-6	3,0	8	3.1	5.2	12	16
6-8	4,0	8	3.1	9.0	12	18
8-10	11	8	3.1	15	12	24
10-12	26	8	3.1	21	12	37

Tabela 9.1: Erro sistemático em função de  $p_T^\mu$  (valores em (%)).

Usando a medida de  $d\sigma^\mu/dp_T^\mu$  obtida na seção 9.1,  $d\sigma_{\pi/K}^\mu/dp_T^\mu$ ,  $f_b$  e a relação 9.8 obtemos a seção de choque inclusiva de múons provenientes de quarks **b**, mostrada na figura 9.6, juntamente com os limites inferior e superior da previsão extraída do ISAJET.

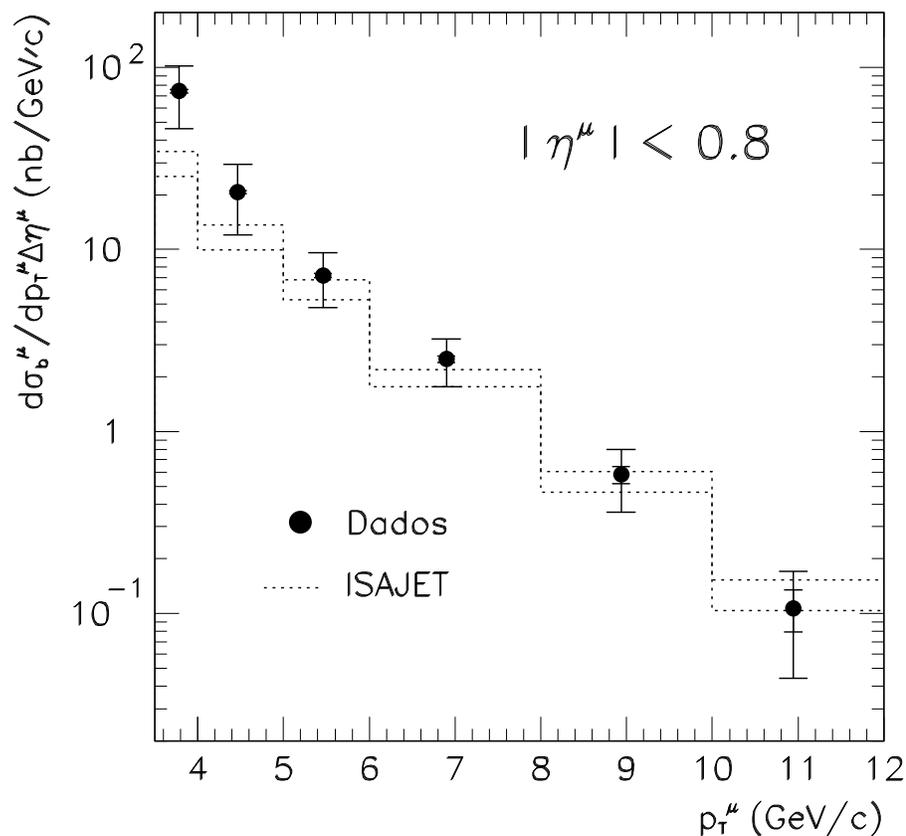


Figura 9.6: Medida da seção de choque inclusiva de produção de múons provenientes de quarks  $b$ . As linhas pontilhadas representam os limites inferior e superior da previsão do ISAJET.

Novamente observa-se o desvio (excesso) entre a medida e o valor esperado da seção de choque no intervalo  $3,5 \text{ GeV}/c < p_T^\mu < 4 \text{ GeV}/c$ . Quanto aos demais pontos, a previsão obtida via Monte Carlo descreve bem a taxa observada de produção de múons de quarks  $b$ .

Na tabela 9.1 são mostradas as fontes de incerteza na determinação desta seção de choque. A maior fonte de erro a baixos valores de  $p_T$  é a determinação de  $f_b$ , sendo também significativa a contribuição da incerteza na eficiência de observação de múons.

$p_T^\mu$ (GeV/c)	$d\sigma^\mu/dp_T^\mu$ [nb/(GeV/c)]	$d\sigma_{\pi/K}^\mu/dp_T^\mu$ [nb/(GeV/c)]	$d\sigma_{HF}^\mu/dp_T^\mu$ [nb/(GeV/c)]	$f_b$	$d\sigma_b^\mu/dp_T^\mu$ [nb/(GeV/c)]
3,5-4	$273 \pm 30$	$145 \pm 23$	$128 \pm 38$	$0,58 \pm 0,13$	$74 \pm 28$
4-5	$86,7 \pm 8,0$	$52,4 \pm 8,4$	$34 \pm 12$	$0,61 \pm 0,14$	$20,7 \pm 8,7$
5-6	$23,7 \pm 2,4$	$12,8 \pm 2,4$	$10,9 \pm 3,4$	$0,656 \pm 0,080$	$7,2 \pm 2,4$
6-8	$6,24 \pm 0,81$	$2,59 \pm 0,52$	$3,65 \pm 0,96$	$0,686 \pm 0,084$	$2,50 \pm 0,73$
8-10	$1,15 \pm 0,23$	$0,42 \pm 0,13$	$0,73 \pm 0,26$	$0,79 \pm 0,10$	$0,58 \pm 0,22$
10-12	$0,242 \pm 0,085$	$0,087 \pm 0,021$	$0,155 \pm 0,088$	$0,69 \pm 0,11$	$0,107 \pm 0,063$

Tabela 9.2: Resumo dos valores de seção de choque de múons obtidos neste capítulo.

Já a altos valores de  $p_T$  as maiores contribuições ao erro total da medida vêm da subtração da contaminação de raios cósmicos e da determinação do fator de deconvolução, embora a incerteza em  $f_b$  contribua ainda significativamente para o erro total.

Finalizando, apresentamos na tabela 9.2 os valores obtidos para as seções de choque de múons discutidas ao longo deste capítulo, juntamente com os valores de  $f_b$ , em função do *momentum* transverso dos múons. No próximo capítulo usaremos as medidas da seção de choque de múons provenientes de quarks **b** para inferir a taxa de produção de quarks **b**. A medida correspondente ao intervalo  $3,5\text{GeV}/c < p_T^\mu < 4\text{GeV}/c$  não será usada, pois consideramos serem ainda necessários mais estudos nesta região de baixa eficiência de detecção e dominada por múons provenientes de sabores leves.

# Capítulo 10

## Seção de Choque de Produção do Quark $\mathbf{b}$

Neste capítulo nós utilizamos uma técnica baseada no uso de eventos de Monte Carlo para deduzir, a partir da seção de choque de múons provenientes de quarks  $\mathbf{b}$ , a seção de choque de produção do próprio quark  $\mathbf{b}$  à energia de centro de massa de 630GeV. Tal técnica consiste, essencialmente, em estabelecer a relação cinemática entre os quarks  $\mathbf{b}$  e seus múons descendentes.

Naturalmente, uma seção de choque para quarks não é um observável direto e o algoritmo aqui usado visa transformar nossa observação (múons) em uma distribuição associada de quarks para comparação com as previsões de QCD em NLO, expostas no capítulo 2.

Em seguida, usamos resultados análogos do DØ [16] obtidos anteriormente com o Tevatron operando a  $\sqrt{s} = 1,8\text{TeV}$  para estudar a dependência da produção do quark  $\mathbf{b}$  com a energia de centro de massa da reação.

Nossas medidas são comparadas com medidas similares feitas pelas colaborações UA1 e CDF.

## 10.1 Obtenção do Espectro de $p_T$ dos Quarks $\mathbf{b}$

A conversão do espectro de múons para o de quarks é feita com o uso de eventos simulados, que modelam o processo de fragmentação do quark  $\mathbf{b}$  em mésons e seu subsequente decaimento, direto ou seqüencial, em estados finais contendo um múon. Usando estes eventos podemos determinar a relação entre a seção de choque de múons  $\sigma^\mu$  e a seção de choque do quark  $\sigma^b$  e, então, usar o fator  $\sigma_{MC}^b/\sigma_{MC}^\mu$  para finalmente obter a medida da seção de choque do quark  $\mathbf{b}$ :

$$\sigma_{medida}^b = \frac{\sigma_{MC}^b}{\sigma_{MC}^\mu} \cdot \sigma_{medida}^\mu \quad . \quad (10.1)$$

$\sigma_{MC}^\mu$  e  $\sigma_{medida}^\mu$  devem ser definidos sobre as mesmas condições de aceitação geométrica e cinemática.

O método aqui utilizado de conversão de  $\sigma^\mu$  em  $\sigma^b$  foi primeiramente empregado pela colaboração UA1 [74], na obtenção da seção de choque integrada de produção do quark  $\mathbf{b}$  em função de  $p_T^{\min}$ , que é definido como o valor mínimo de  $p_T$  do quark a partir do qual a seção de choque é integrada. Este método encontra-se ilustrado na figura 10.1 e é descrito a seguir.

O ponto de partida é a estimativa Monte Carlo do espectro de  $p_T$  dos quarks  $\mathbf{b}$ , mostrada no histograma (em linha cheia) superior na figura 10.1. Após a fragmentação e posterior decaimento dos quarks, produz-se o espectro de múons mostrado na mesma figura em linha pontilhada. Se agora selecionarmos em meio a estes múons aqueles que satisfazem a determinados cortes cinemáticos, digamos  $p_T^1 < p_T^\mu < p_T^2$ , e produzirmos uma distribuição com o  $p_T$  dos quarks que lhes deram origem, obteremos o histograma inferior.

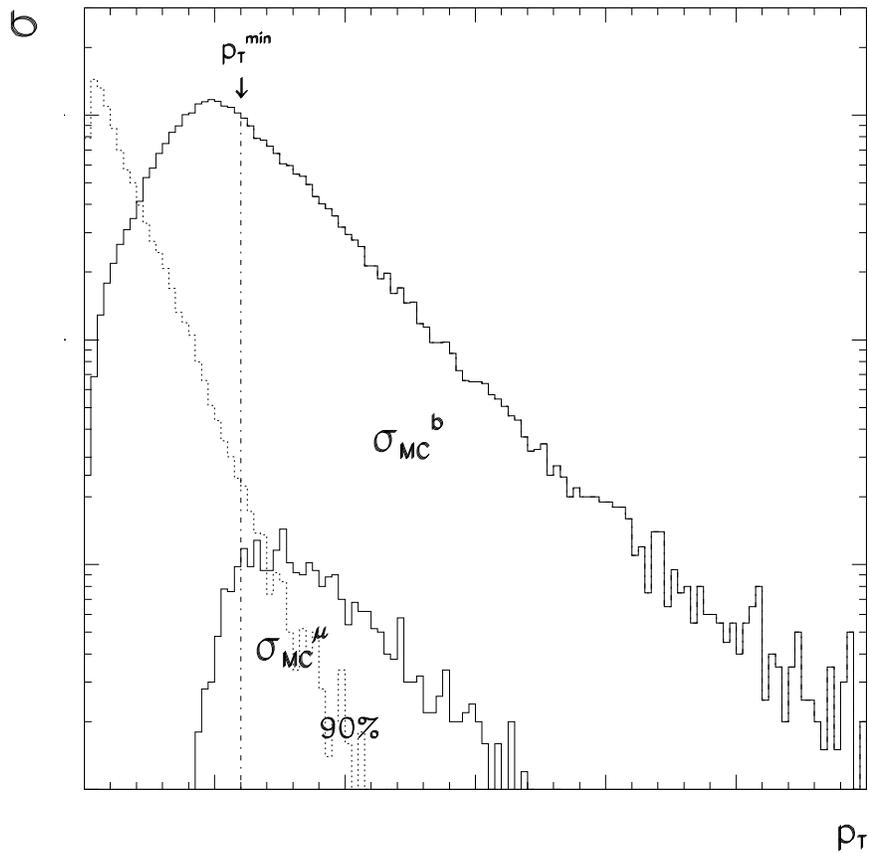


Figura 10.1: Processo de conversão do espectro de múons para o espectro de quarks  $b$ . A área sob esta distribuição corresponde, conseqüentemente, à seção de choque integrada de múons  $\sigma_{MC}^\mu$  com os cortes cinemáticos acima citados. A distribuição de  $p_T$  dos quarks  $b$  associados aos múons é a seguir utilizada para estabelecer o valor mínimo de *momentum* transverso dos quarks  $p_T^{\min}$ , compatível com a cinemática dos múons selecionados. O valor de  $p_T^{\min}$  é escolhido de tal forma que 90% (fração da área delimitada pelo histograma inferior situada à direita da linha tracejada-pontilhada) dos quarks  $b$  que deram origem a múons com os cortes cinemáticos escolhidos tenham  $p_T^b > p_T^{\min}$ . Este valor de  $p_T^{\min}$  é então usado como limite inferior na obtenção da seção de choque integrada  $\sigma_{MC}^b$  (área

delimitada pelo histograma superior, à direita da linha tracejada-pontilhada). O fator de conversão buscado é definido como a razão entre as duas áreas,  $\sigma_{MC}^b$  e  $\sigma_{MC}^\mu$ , mostradas na figura 10.1.

Este método relaciona a cinemática dos múons com a de seus quarks ascendentes através dos modelos de fragmentação e decaimento semileptônico embutidos no Monte Carlo e comentados na seção 6.1. O método, no entanto, não sofre qualquer influência dos modelos de produção adotados pelo gerador, e tem sido igualmente utilizado pelas colaborações UA1, CDF e DØ na determinação da seção de choque de produção do quark **b**. Isto permite uma comparação mais imediata entre as diversas medidas.

## 10.2 Seção de Choque Integrada de Produção do Quark **b** a $\sqrt{s} = 630\text{GeV}$

Nesta seção os múons detetados no intervalo de pseudo-rapidez  $|\eta^\mu| < 0,8$  são usados para se inferir a produção de quarks **b** na região de rapidez  $|y^b| < 1,0$ . Cada ponto de  $d\sigma_b^\mu/dp_T^\mu$  obtido na seção 9.3 para múons com  $p_T > 4,0\text{GeV}/c$  é convertido em um ponto correspondente de  $\sigma^b$ ,

$$\sigma_{medida}^b(p_T^b > p_T^{min}, |y^b| < 1, 0) = \frac{1}{2} \frac{\sigma_{MC}^b}{\sigma_{MC}^\mu} \cdot \sigma_{medida}^\mu(p_T^1 < p_T^\mu < p_T^2, |\eta^\mu| < 0, 8) \quad , \quad (10.2)$$

empregando-se o método descrito na seção anterior. O fator 1/2 foi introduzido a fim de que  $\sigma_{medida}^b$  represente a média da produção de **b** e  $\bar{\mathbf{b}}$ :  $\sigma_{medida}^b = \frac{1}{2}(\sigma^b + \sigma^{\bar{b}})$ . Sua inclusão torna-se necessária porque o espectro mostrado na figura 9.6 contém múons de ambos os sinais de carga.

O resultado é apresentado na figura 10.2, juntamente com o resultado similar medido

à energia de 1,8TeV [16] e as previsões de QCD em NLO, obtidas na seção 2.3, para ambas as energias. Nos concentraremos, nesta seção, na medida de  $\sigma^b$  a  $\sqrt{s} = 630\text{GeV}$ . A seção de choque a  $\sqrt{s} = 1,8\text{TeV}$  será assunto da próxima seção, quando então discutiremos os dois resultados.

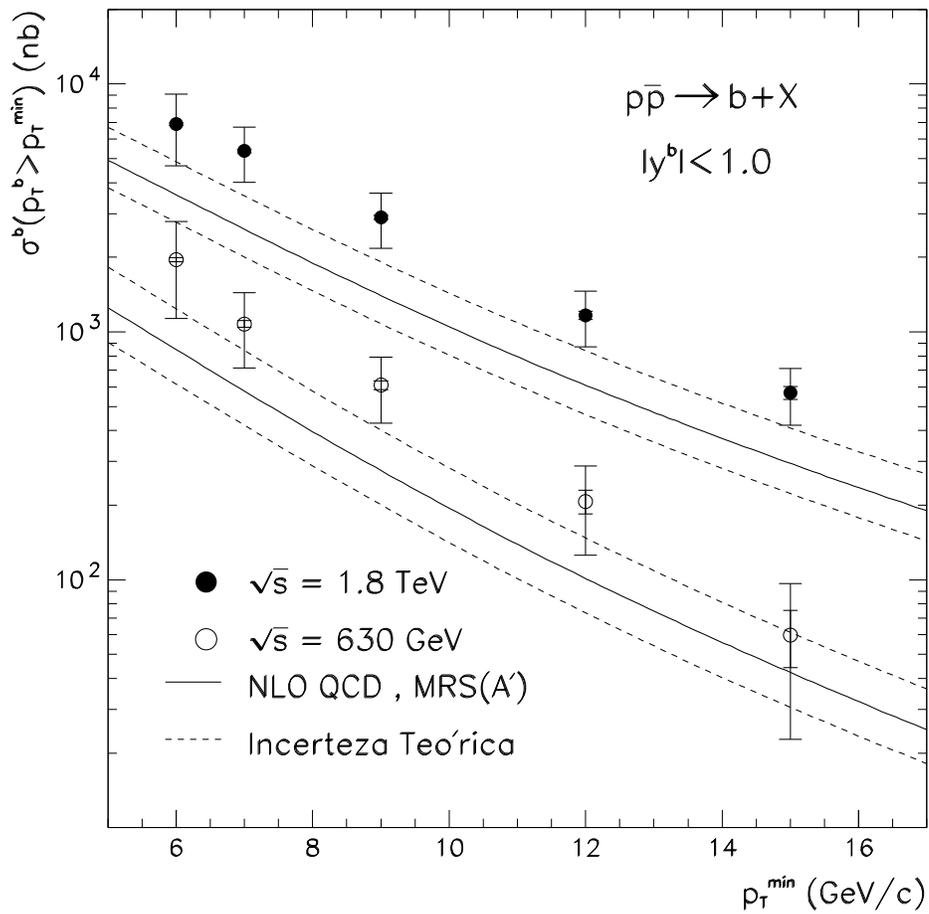


Figura 10.2: Seção de choque integrada de produção de quarks  $b$  vs.  $p_T^{\min}$  às energias de centro de massa de 630GeV e 1,8TeV.

Fizemos, também, uma estimativa de  $\sigma^b$  para o intervalo de rapidez  $|y^b| < 1,5$ . O objetivo é estabelecer uma comparação com as medidas feitas pela colaboração UA1 [74]

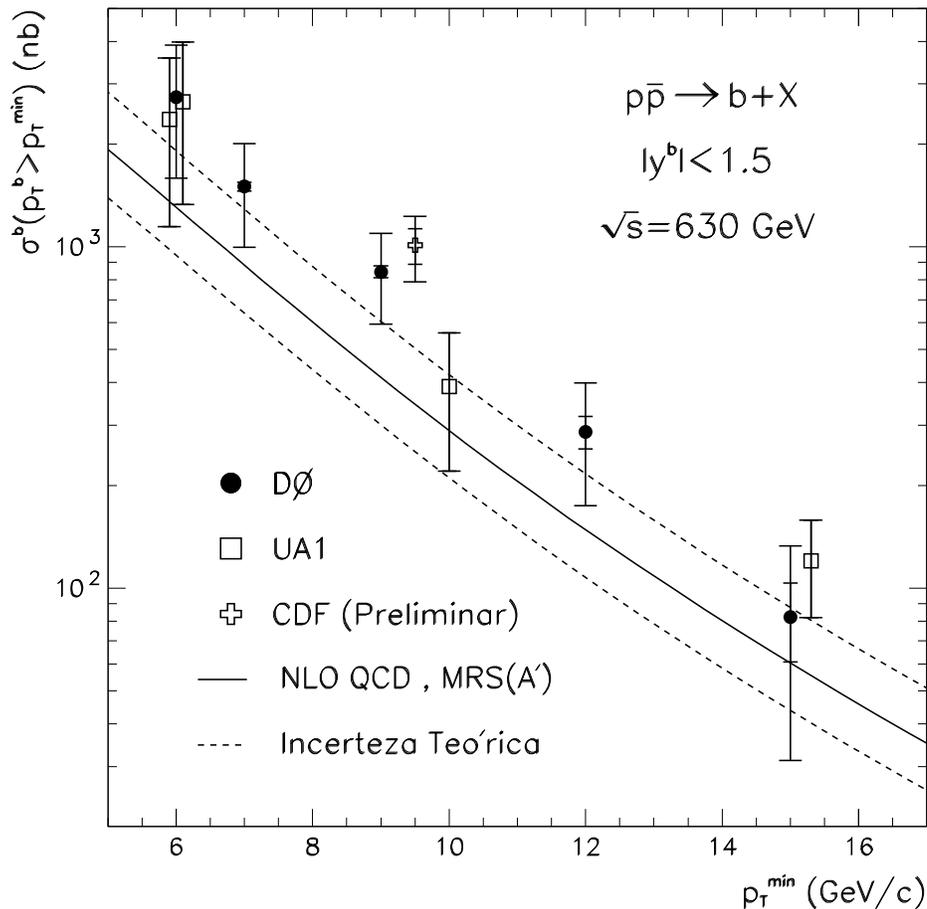


Figura 10.3: Seção de choque integrada de produção de quarks  $b$  em colisões  $p\bar{p}$  a  $\sqrt{s} = 630 \text{ GeV}$  vs.  $p_T^{\min}$ .

operando à mesma energia de centro de massa no  $S\bar{p}\bar{p}S$  no CERN, e que abrangem este mesmo intervalo de rapidez. Os resultados dos dois experimentos são mostrados na figura 10.3, juntamente com as previsões de QCD em NLO e uma medida (preliminar) [75] feita pela colaboração CDF durante o *Run 1C*. Conforme mencionado no capítulo 2, a faixa de incerteza da previsão teórica é obtida variando-se a massa do quark  $b$  entre  $4,50 \text{ GeV}/c^2$  e  $5,00 \text{ GeV}/c^2$  e a escala de renormalização/fatorização entre  $\mu/2$  e  $2\mu$ . Nossa

$p_T^{min}$ (GeV/c)	$\sigma^b(p_T^b > p_T^{min},  y^b  < 1, 0)$ (nb)	$\sigma^b(p_T^b > p_T^{min},  y^b  < 1, 5)$ (nb)
6	$1958 \pm 35 \pm 824$	$2749 \pm 49 \pm 1156$
7	$1076 \pm 32 \pm 359$	$1501 \pm 45 \pm 501$
9	$610 \pm 24 \pm 179$	$845 \pm 34 \pm 249$
12	$207 \pm 23 \pm 78$	$287 \pm 32 \pm 108$
15	$59 \pm 16 \pm 34$	$82 \pm 21 \pm 46$

Tabela 10.1: Medidas da seção de choque de quarks **b** à energia de centro de massa de 630GeV.

medida se encontra em bom acordo com as medidas da UA1, ambas se situando sistematicamente acima das previsões teóricas, mas sem configurar conflito, dadas as incertezas. Há acordo também com o ponto medido pelo CDF, estando este no entanto cerca de 30% acima do limite superior da teoria.

Finalizamos esta seção apresentando na tabela 10.1 as medidas de  $\sigma^b$  e seu erro associado para os dois intervalos de rapidez do quark **b**,  $|y^b| < 1, 0$  e  $|y^b| < 1, 5$ .

### 10.3 Evolução de $\sigma^b$ com $\sqrt{s}$

Nesta seção nós usamos medidas feitas pelo DØ no *Run 1A* a  $\sqrt{s} = 1,8\text{TeV}$  para estudar a dependência da produção de quarks **b** em relação a energia de centro de massa da colisão. Os valores de  $\sigma^b$  em função de  $p_T^{min}$  medidos com os dados do *Run 1A* são apresentados na tabela 10.2. Estes valores foram extraídos da referência [76] na qual as medidas previamente publicadas [16] das seções de choque inclusivas de múons e quarks **b** foram recalculadas, incorporando-se melhorias [77] na determinação da luminosidade integrada e de seu erro relativo. Estas medidas de  $\sigma^b$  são mostradas na figura 10.2, juntamente com a expectativa teórica.

$p_T^{min}$ (GeV/c)	$\sigma^b(p_T^b > p_T^{min})$ (nb)	Erro Estatístico (nb)	Erro Sistemático (nb)
6	6884,0	89,5	2202,9
7	5362,0	96,5	1340,5
9	2895,2	57,9	723,8
12	1167,1	43,2	291,8
15	566,9	33,5	141,7

Tabela 10.2: Medidas da seção de choque de quarks **b** à energia de centro de massa de 1,8TeV [74]. Somente os cinco primeiros de um total de nove pontos são listados.

É interessante notar que em ambas as energias de centro de massa da colisão as medidas se situam acima das previsões teóricas. O grau de desacordo entre a teoria e as medidas pode ser mais claramente apreciado na figura 10.4, que mostra a razão entre os valores medidos e o valor central da previsão de QCD em NLO para a energia correspondente. As faixas de incerteza teórica são mostradas em linhas descontínuas.

A razão entre as medidas efetuadas às energias de centro de massa de 630GeV e 1800GeV é mostrada na figura 10.5. Esta medida permite, em princípio, uma comparação muito mais precisa entre a medida experimental e a teoria, pois várias das incertezas nas medidas/previsões em ambas energias são correlacionadas e cancelam-se no cálculo da razão. Por exemplo, na determinação teórica de  $\sigma^b$ , discutida na seção 2.3, o cálculo da incerteza envolve variações dos parâmetros  $m_b$  e  $\mu$  que introduzem grandes incertezas na previsão. Há contudo uma forte correlação entre os erros introduzidos pela variação destes parâmetros em ambas energias, o que minimiza seu impacto sobre a razão.

Embora nossa medida da razão  $\sigma^b(630\text{GeV})/\sigma^b(1800\text{GeV})$  esteja em acordo com a expectativa teórica, os erros experimentais ainda são demasiadamente grandes, o que impossibilita uma comparação mais detalhada com a teoria. São várias as razões para o

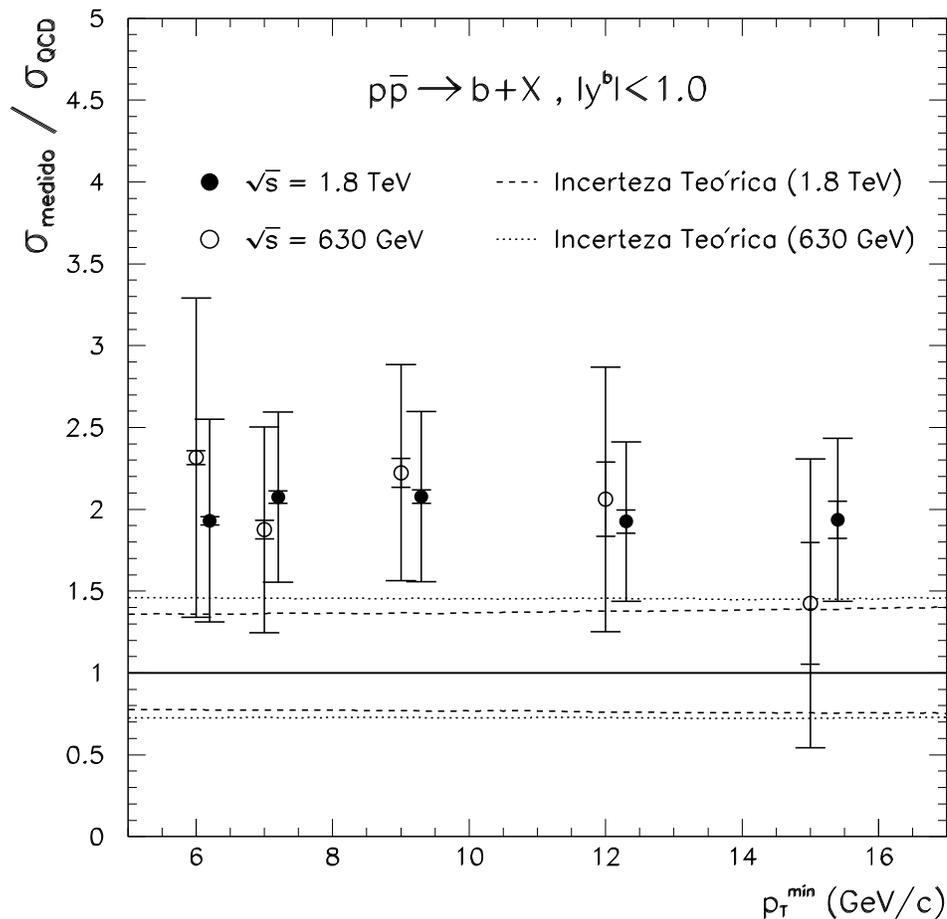


Figura 10.4: Razão entre as seções de choque medidas e as previsões de QCD em NLO.

elevado erro na medida. A principal se deve ao fato de as medidas feitas a  $\sqrt{s} = 630 \text{ GeV}$  e  $\sqrt{s} = 1,8 \text{ TeV}$  terem sido tratadas como medidas descorrelacionadas, ou melhor dizendo, como experimentos independentes. Estas medidas foram feitas com grande intervalo de tempo entre si, utilizando amostras de dados coletadas em diferentes épocas, versões de reconstrução diferentes e critérios de seleção distintos. Por isso não pudemos tirar proveito das correlações entre as fontes de erro sistemático, que nos permitiria reduzir enormemente as barras de erro. Outra razão para o grande erro de  $\sigma^b(630 \text{ GeV})/\sigma^b(1800 \text{ GeV})$  é

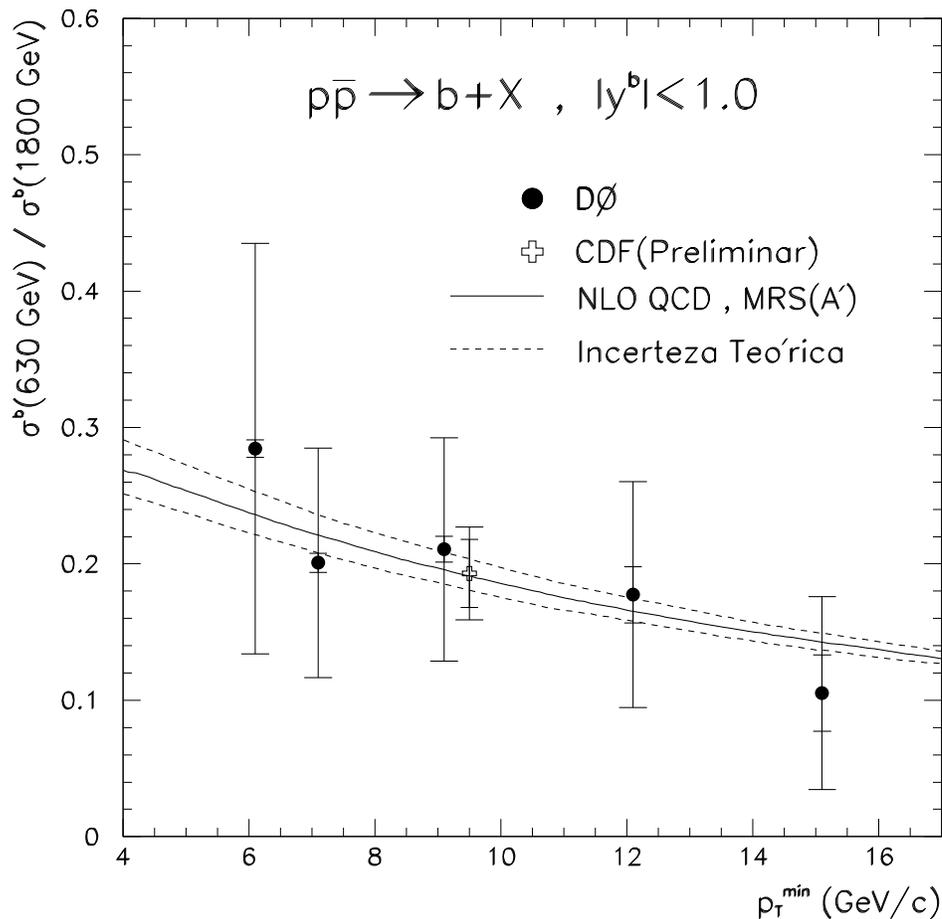


Figura 10.5: Razão entre as seções de choque de produção do quark  $b$  às energias de centro de massa de 630 GeV e 1,8 TeV, em função de  $p_T^{\min}$ .

o próprio erro em cada uma das medidas, separadamente. No caso particular da medida a  $\sqrt{s} = 630 \text{ GeV}$  efetuada por nós, há algumas fontes de incerteza que contribuem significativamente para o erro total. Por exemplo, o erro de 23% em  $f_b$  a baixos valores de  $p_T^\mu$  ou a incerteza no espectro de múons provenientes de pions e kaons, que varia entre 16% e 31%. A melhoria na determinação destas medidas possibilitaria a redução do erro total de  $\sigma^b$ , e por conseguinte, da razão  $\sigma^b(630 \text{ GeV})/\sigma^b(1800 \text{ GeV})$ .

$p_T^{min}$ (GeV/c)	$\sigma^b(630\text{GeV})$ (mb)	$\sigma^b(1800\text{GeV})$ (mb)	$\sigma^b(630\text{GeV})/\sigma^b(1800\text{GeV})$
6	$1,96 \pm 0,03 \pm 0,82$	$6,88 \pm 0,09 \pm 2,20$	$0,28 \pm 0,01 \pm 0,15$
7	$1,08 \pm 0,03 \pm 0,36$	$5,36 \pm 0,10 \pm 1,34$	$0,201 \pm 0,007 \pm 0,084$
9	$0,61 \pm 0,02 \pm 0,18$	$2,90 \pm 0,06 \pm 0,72$	$0,210 \pm 0,008 \pm 0,081$
12	$0,207 \pm 0,023 \pm 0,078$	$1,17 \pm 0,04 \pm 0,29$	$0,177 \pm 0,021 \pm 0,080$
15	$0,059 \pm 0,016 \pm 0,034$	$0,57 \pm 0,03 \pm 0,14$	$0,104 \pm 0,029 \pm 0,065$

Tabela 10.3: Razão entre as medidas da seção de choque de produção central ( $|y^b| < 1,0$ ) de quarks **b** no detetor DØ às energias de centro de massa de 630GeV e 1800GeV.

A tabela 10.3 resume as medidas da seção de choque de produção central ( $|y^b| < 1,0$ ) de quarks **b** obtidas através da análise de múons inclusivos coletados com o detetor DØ às energias de centro de massa de 630GeV e 1800GeV e lista a razão  $\sigma^b(630\text{GeV})/\sigma^b(1800\text{GeV})$  entre estas medidas.

# Capítulo 11

## Conclusões

O programa de investigação da física do quark **b** no DØ tem se concentrado no estudo de sua produção. Como vimos, várias medidas de sua seção de choque de produção foram feitas a  $\sqrt{s} = 1,8\text{TeV}$  (vide figura 1.1). E a estas vem se somar esta nova medida, que constitui o cerne deste trabalho, agora realizada à energia de centro de massa de  $630\text{GeV}$ .

A medida da seção de choque inclusiva de produção de quarks **b** em colisões  $p\bar{p}$  a  $\sqrt{s} = 630\text{GeV}$  apresentada nesta tese está em ótimo acordo com medidas similares realizadas pela colaboração UA1 [74] e em acordo com uma medida recente apresentada pela colaboração CDF [75].  $\sqrt{s} = 630\text{GeV}$  foi a energia de centro de massa na qual operou o acelerador Sp $\bar{p}$ S (CERN) ao final da década de 80, e o confronto entre as medidas de produção de quarks **b**, bem como de produção inclusiva de jatos, obtidas por aceleradores e detetores distintos, esteve entre os argumentos mais decisivos para que se alterasse temporariamente as condições normais de operação do Tevatron (*Run 1C*).

Assim como as medidas anteriores da seção de choque de produção de quarks **b** realizadas pela colaboração DØ a  $\sqrt{s} = 1,8\text{TeV}$ , nossa medida (figura 10.3) a  $\sqrt{s} = 630\text{GeV}$  se encontra sistematicamente acima da expectativa teórica baseada em cálculos de QCD

em NLO. A medida e a teoria são contudo compatíveis, considerando-se as incertezas na determinação de ambas. Os valores medidos correspondem a cerca de duas vezes os valores centrais da previsão. Apesar da discrepância na normalização, a teoria parece, no entanto, descrever bastante bem a forma da seção de choque. Este é exatamente o mesmo comportamento observado a  $\sqrt{s} = 1,8\text{TeV}$ , como se pode apreender de uma vista na figura 1.1.

O bom acordo na forma e excesso de eventos observados em relação ao número esperado parece indicar uma contribuição significativa dos termos de *next-to-next-to-leading-order* (NNLO) para o cálculo da seção de choque de produção de quarks **b**. Como mencionado na seção 2.3, espera-se que estas contribuições de ordem superior a NLO não venham a alterar significativamente a forma da seção de choque, mas somente sua normalização.

Outra medida incluída nesta tese é a da razão entre as seções de choque a  $\sqrt{s} = 630\text{GeV}$  e a  $\sqrt{s} = 1,8\text{TeV}$ . Esta medida possibilita um teste muito mais preciso da teoria, pois a incerteza relativa na determinação teórica da razão é bem menor do que na determinação das seções de choque, propriamente. Infelizmente, o erro sistemático na medida desta razão ainda é muito maior do que a escala de incerteza na previsão teórica. Isto se deve ao fato de que as medidas utilizadas para determinar a razão foram feitas independentemente, em diferentes épocas de operação do experimento e, portanto, sujeitas a fontes diversas de erro sistemático. Assim, a maior parte dos erros são descorrelacionados e contribuem em ambas as energias para o erro sistemático total.

Esta situação deve no entanto se alterar com a análise, já em andamento, de dados mais recentes (1994-95) coletados pelo DØ com o Tevatron operando a  $\sqrt{s} = 1,8\text{TeV}$ . Tais

dados serão analisados com a mesma sistemática usada nesta tese, sendo praticamente as mesmas as fontes de erro sistemático em ambos os estudos.

Outro estudo interessante em andamento consiste na análise da amostra de múons com jatos coletada a  $\sqrt{s} = 630\text{GeV}$ , que é uma sub-amostra da nossa. A mesma análise foi feita, recentemente, com os dados coletados a  $\sqrt{s} = 1,8\text{TeV}$  [20], resultando em mais uma medida independente da seção de choque inclusiva de quarks **b** e na medida inédita da seção de choque diferencial de jatos de **b**. Duas vantagens associadas à análise de múons não isolados (dentro de jatos) são (i) a maior pureza da amostra e a (ii) possibilidade de se obter  $f_b$  através da medida [20], de forma menos dependente de simulação. Há algumas dificuldades, no entanto, na execução desta análise, como por exemplo a determinação das eficiências associadas aos jatos, que podem ser agravadas pela limitada estatística disponível. Apesar destas dificuldades, aguardamos a conclusão deste estudo, o qual, eventualmente, proporcionará outra medida independente feita pelo DØ da seção de choque inclusiva de produção de quarks **b** em colisões  $p\bar{p}$  a  $\sqrt{s} = 630\text{GeV}$ .

# Apêndice A

## Simulação do Espectro de Múons Vindos de Decaimentos de Píons e Káons no Detetor DØ

Múons provenientes do decaimento “em vôo” de píons e káons dentro do volume compreendido pelo detetor central contribuem fortemente para o espectro de múons inclusivos observado no DØ, especialmente a baixos valores de *momentum* transverso ( $p_T$ ). Sua contribuição precisa ser devidamente estimada em análises, como a desta tese, fundadas na observação de múons.

Para avaliar tal contribuição nós usamos eventos gerados por uma versão modificada do programa ISAJET (vide seção 6.1) em que um pión ou káon no evento é aleatoriamente selecionado e forçado a decair em um estado final contendo um múon. A geração dos eventos é feita pelo ISAJET da maneira usual. O decaimento, no entanto, necessita ser “provocado”, pois píons e káons são tratados como partículas estáveis pelo ISAJET. O decaimento destas partículas no interior do detetor é modelado com um pacote que escolhe aleatoriamente um dos píons ou káons produzidos pelo ISAJET para decair, associando-lhe um peso apropriado, de acordo com a probabilidade de que o decaimento realmente venha

$\sqrt{s}$ (GeV)	Fit interval (GeV/c)	A [ $10^9 \text{nb}/(\text{GeV}^2/\text{c}^3)$ ]	$p_0$ (GeV/c)	n	$\chi^2$	$N_{DF}$
630 (CDF)	0,4-4	$0,27 \pm 0,01$	$1,63 \pm 0,13$	$10,2 \pm 0,56$	32	33
630 (CDF) (†)	0,4-4	$0,33 \pm 0,01$	1,30 fixo	$8,89 \pm 0,06$	39	34
630 (UA1)	0,18-25	$0,328 \pm 0,003$	$1,28 \pm 0,02$	8,9 fixo		

Tabela A.1: Parâmetros ajustados a  $E d^3\sigma/d^3p = Ap_0^n/(p_T + p_0)^n$ . Os campos marcados com (†) foram usados nas comparações.

a ocorrer. Este peso é calculado em função da razão de ramificação inclusiva do hádron em múons  $BR(h \rightarrow \mu X)$ , da vida média do méson e do caminho livre até o calorímetro (função do ângulo  $\theta$ ). As amostras de Monte Carlo produzidas desta maneira foram comparadas e apropriadamente “calibradas” usando-se medidas disponíveis do espectro de partículas carregadas.

A produção inclusiva de hádrons em colisões  $p\bar{p}$  a  $\sqrt{s} = 630\text{GeV}$  foi estudada pelas colaborações UA1 e CDF [72]. Ambos experimentos realizaram medidas da seção de choque invariante  $E d^3\sigma/dp^3$  de produção de hádrons carregados  $\frac{1}{2}(h^- + h^+)$  em função de  $p_T$ . Suas medidas foram ajustadas à forma funcional  $Ap_0^n/(p_T + p_0)^n$ , adotada como parametrização da seção de choque. Os valores dos parâmetros resultantes dos ajustes são apresentados na tabela A.1, juntamente com o intervalo de  $p_T$  dos pontos experimentais usados no ajuste.

A seção de choque invariante relaciona-se com a seção de choque diferencial em  $p_T$  através da equação:

$$\frac{E d^3\sigma}{d^3p} = \frac{d^3\sigma}{d\phi d\eta p_T dp_T} = \frac{1}{2\pi} \frac{d^2\sigma}{d\eta p_T dp_T} .$$

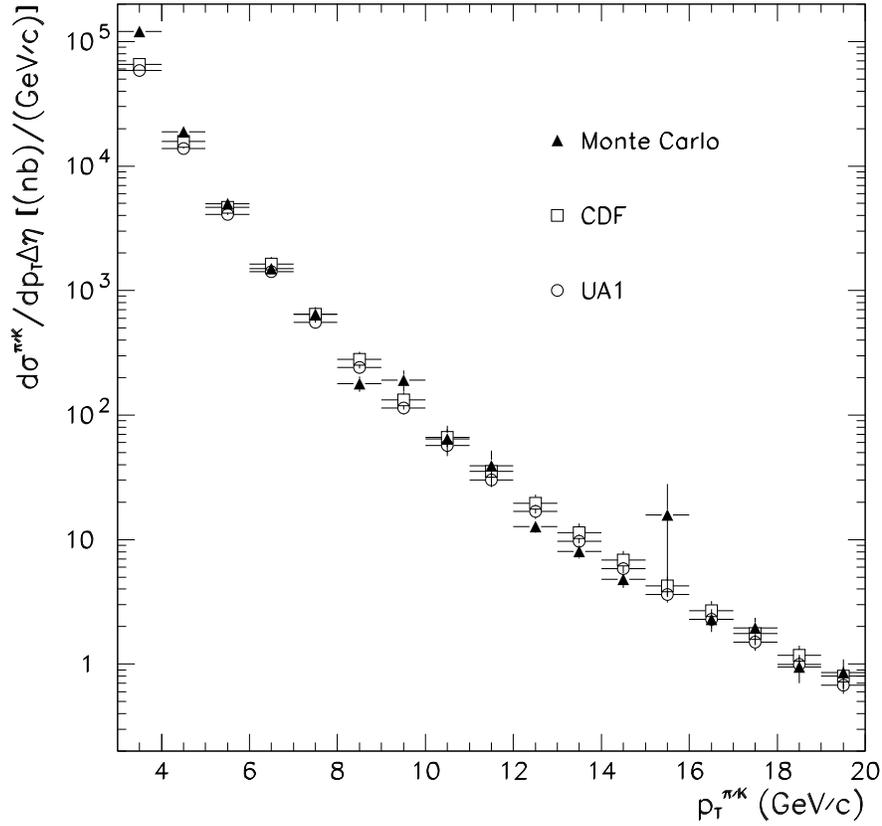


Figura A.1: Espectro de  $p_T$  dos hádrons carregados gerados pelo Monte Carlo.

Podemos portanto expressar esta última em termos dos parâmetros da tabela A.1:

$$\frac{1}{\Delta\eta} \frac{d\sigma}{dp_T} = (2\pi A) \frac{p_T p_0^n}{(p_T + p_0)^n} .$$

De fato, nós usamos esta parametrização para as comparações entre os resultados dos experimentos e as distribuições obtidas com o ISAJET.

O espectro de *momentum* transversa dos hádrons carregados (píons, káons e prótons) gerados em colisões  $p\bar{p}$  a  $\sqrt{s} = 630\text{GeV}$  pela versão modificada do ISAJET é mostrado na figura A.1 entre  $3\text{GeV}/c$  e  $20\text{GeV}/c$ . Na mesma figura são mostrados os pontos repre-

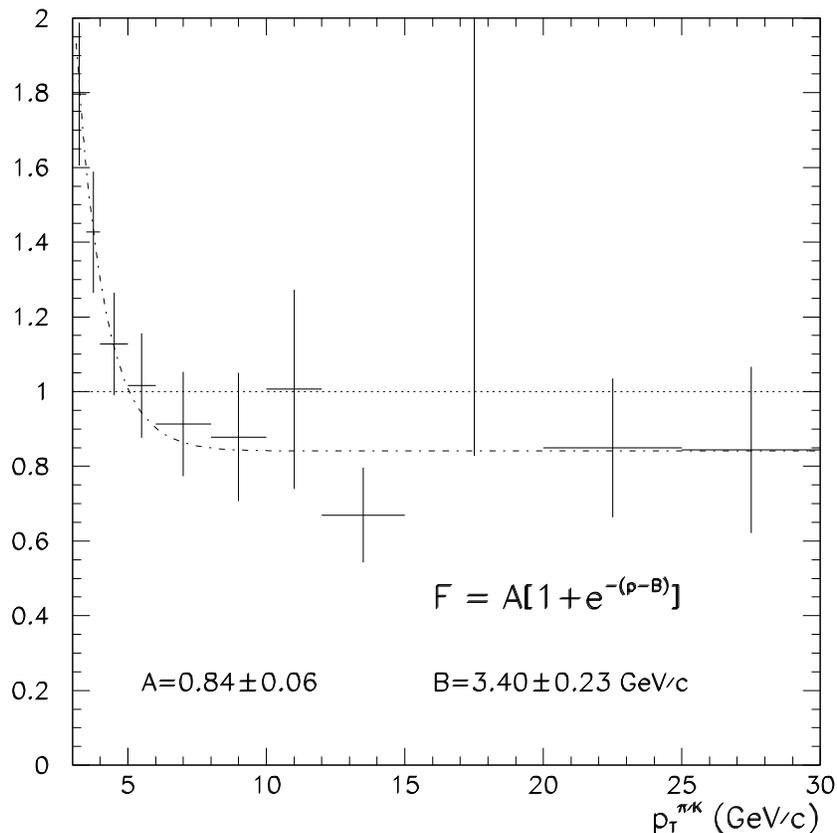


Figura A.2: Razão entre o espectro gerado e o espectro observado de píons e káons carregados.

sentativos das medidas da UA1 e CDF. Embora o Monte Carlo descreva bem o espectro observado nesta região de  $p_T$ , um olhar mais atento revela discrepâncias que são significativas para o estudo desenvolvido nesta tese, já que os múons provenientes do decaimento de píons e káons são a principal componente do espectro de múons inclusivos observado no DØ na região de  $p_T$  inferior a 5 ou 6 GeV/c. A razão entre o espectro produzido pelo Monte Carlo e o espectro medido, mostrada na figura A.2, ilustra este fato. Há um excesso de eventos gerados a baixo  $p_T$  e um ligeiro déficit a alto  $p_T$ . O estudo de

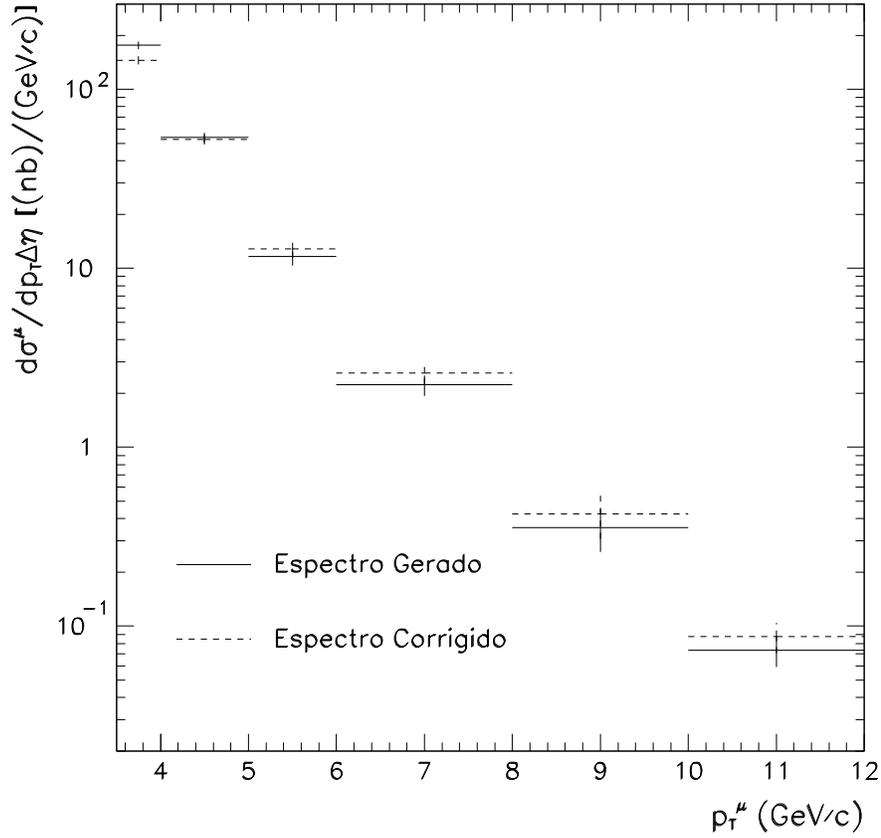


Figura A.3: Espectro de múons provenientes de decaimentos de píons e káons no interior do DØ.

algumas amostras de Monte Carlo mostrou ser este um comportamento sistemático. Esta discrepância observada no espectro de hádrons se reflete no espectro de múons. Por isso usamos uma correção, obtida do ajuste da função

$$F = A[1 + e^{-(p-B)}] \quad (\text{A.1})$$

à razão, para corrigir o espectro de hádrons e, conseqüentemente, o espectro de múons por eles produzidos. O ajuste e os valores obtidos dos parâmetros livres  $A$  e  $B$  são mostrados na mesma figura.

$p_T^\mu$ (GeV/c)	$d\sigma^\mu/dp_T\Delta\eta$ (nb)/(GeV/c)	$\Delta\sigma_{stat}$ (%)	$\Delta\sigma_{norm}^{Had}$ (%)	$\Delta\sigma_{total}$ (%)
3,5-4	145	5,2	15	16
4-5	52,4	6,1	15	16
5-6	12,8	11	15	19
6-8	2,59	13	15	20
8-10	0,423	27	15	31
10-12	0,0872	19	15	24

Tabela A.2: Estimativa da taxa de produção de múons através do decaimento semileptônico no interior do detetor DØ de píons e káons produzidos em colisões  $p\bar{p}$  a  $\sqrt{s}=630\text{GeV}$ .

O espectro de *momentum* transverso dos múons produzidos pelo decaimento dos píons e káons é mostrado na figura A.3, antes e após a correção pela função  $F$ . O intervalo de  $p_T$  entre  $3,5\text{GeV}/c$  e  $12\text{GeV}/c$ , assim como o intervalo de pseudo-rapidez  $|\eta| < 0,8$ , correspondem à região estudada no capítulo 9. O erro estatístico da estimativa varia entre 5,2% e 27%, dependendo do intervalo de  $p_T$ . Este erro elevado se deve essencialmente aos pesos associados aos eventos, que podem variar de ordens de grandeza. Outra fonte de erro na determinação do espectro de múons provém da incerteza associada à normalização do espectro de píons e káons carregados que, conforme descrito acima, é obtida a partir do ajuste ao espectro observado. O impacto destas incertezas sobre o espectro de múons foi estimado permitindo-se que a normalização do espectro de hádrons gerados flutuasse dentro das faixas de incerteza estabelecidas pelos experimentos. No intervalo estudado este erro é praticamente independente de  $p_T$ , em torno de 15%. Somando em quadratura o erro estatístico e sistemático obtemos o erro total.

Os valores da taxa de produção estimada de múons através do decaimento de píons e káons no detetor DØ a  $\sqrt{s}=630\text{GeV}$ , e seus erros associados, encontram-se listados na

tabela A.2 em função do *momentum* transverso dos múons.

# Referências

- [1] J.J. Aubert *et al.*, Phys. Rev. Lett. 33, (1974) 1404;  
J.E. Augustin *et al.*, Phys. Rev. Lett. 33, (1974) 1406.
- [2] S.L. Glashow, J. Iliopoulos and L. Maiani, Phys. Rev. D2, (1970) 1285.
- [3] S.W. Herb *et al.*, Phys. Rev. Lett. 39, (1977) 252.
- [4] CDF Collaboration, F. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 2626.
- [5] DØ Collaboration, S. Abachi *et al.*, Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 2632.
- [6] Particle Data Group, Phys. Rev. D54 (1996) 1, and 1997 off-year partial update for the 1998 edition available on the PDG WWW pages (URL: <http://pdg.lbl.gov/>).
- [7] H.T. Edwards, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 35 (1985) 605;  
Uma descrição bastante didática do *Tevatron* é feita em *The Tevatron*. L.M. Lederman, Sc. Am. 264(3) (1991) 26.
- [8] CDF Collaboration, F. Abe *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. A 271 (1988) 487.
- [9] DØ Collaboration, S. Abachi *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. A 338 (1994) 185.
- [10] UA1 Collaboration, C. Albajar *et al.*, Z. Phys. C 38 (1990) 1.

- [11] UA1 Collaboration, C. Albajar *et al.*, Phys. Lett. B 256 (1991) 121;  
A. Geiser, *Beauty Production at the CERN Proton Antiproton Collider: A Test of QCD*, PhD. Thesis, 1992.
- [12] M. Paulini (For the CDF and DØ Collaborations), *Heavy Quarks at the Tevatron: Top and Bottom*, Published Proceedings of the 4<sup>th</sup> International Workshop on Progress in Heavy Quark Physics, Rostock, Germany, 20-22 Sep 1997, FERMILAB-Conf-97/376-E, Fermilab, 1998;  
M.M. Baarmand (For the DØ Collaboration), *B-Physics Results from DØ*, Published Proceedings of BEAUTY '97 - 5<sup>th</sup> International Workshop on B-Physics at Hadron Machines, UCLA, Los Angeles, California, 13-17 Oct 1997, FERMILAB-Conf-98/014-E, Fermilab, 1998.
- [13] P. Nason, S. Dawson and R.K. Ellis, Nucl. Phys. B 303 (1988) 607.
- [14] P. Nason, S. Dawson and R.K. Ellis, Nucl. Phys. B 327 (1990) 49.
- [15] W. Beenakker *et al.*, Nucl. Phys. B 369 (1992) 543.
- [16] DØ Collaboration, S. Abachi *et al.*, Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 3548;  
V. Oguri, *Seção de Choque de Produção de Quarks Bottom no Detetor DØ*, Tese de Doutorado, LAFEX/CBPF (1995).
- [17] DØ Collaboration, S. Abachi *et al.*, Phys. Lett. B 370 (1996) 239.
- [18] T.B. Huehn, *A Measurement of Bottom Quark Production in  $p\bar{p}$ -Collisions at  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV*, PhD. Thesis, University of California at Riverside, 1995.

- [19] D. Fein, *Measurement of the  $b\bar{b}$  Cross Section and Correlations Using Dimuon Events in  $p\bar{p}$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV*, PhD. Thesis, University of Arizona, 1996;
- D. Vititoe, *Measurement of the Inclusive  $b$ -Quark Production Cross Section and  $b\bar{b}$  Azimuthal Angle Correlations in  $p\bar{p}$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV*, PhD. Thesis, University of Arizona, 1996.
- [20] A. Sznajder, *Análise da Produção de Quarks  $b$  em Colisões  $p\bar{p}$  a  $\sqrt{s} = 1,8$  TeV com o Detetor  $D\emptyset$* , Tese de Doutorado, LAFEX/CBPF (1998).
- [21] S.L. Glashow, Nucl. Phys. 22 (1961) 579;
- A. Salam and J.C. Ward, Phys. Lett. 13 (1964) 168;
- S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264.
- [22] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. 10, (1963) 531;
- M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Theor. Phys., Vol.49, No.2, (1973) 652.
- [23] F. Halzen and A.D. Martin, *Quarks & Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*, John Wiley and Sons, Inc., Singapore, 1984.
- [24] I.J.R. Aitchison and A.J.G Hey, *Gauge Theories in Particle Physics*, Adam Hilger Ltd, Bristol, 1982.
- [25] D. Flamm and F. Schöberl, *Introduction to the Quark Model of Elementary Particles*, Gordon and Breach, Science Publishers, Inc. London, 1982.
- [26] Particle Data Group, Phys. Rev. D54 (1996) 1.

- [27] R.K. Ellis, W.J. Stirling and B.R. Webber *QCD and Collider Physics*, Cambridge Monographs on Particle Physics, Nuclear Physics and Cosmology:8, Cambridge University Press, United Kingdom, 1996.
- [28] R.P. Feynman, *Photon Hadron Interactions*, W.A.Benjamin, New York (1972).
- [29] G. Altarelli and G. Parisi, Nucl. Phys. B 126 (1977) 298.
- [30] G. Curci, W. Furmanski and R. Petronzio, Nucl. Phys. B 175 (1980) 27;  
W. Furmanski and R. Petronzio, Phys. Lett. B 97 (1980) 437.
- [31] H. Plathow-Besch, *PDFLIB : Nucleon, Pion and Photon Parton Density Functions and  $\alpha_s$  Calculations - Users's Manual*, Version 7.09, CERN-PPE W5051, 1997.
- [32] M.L. Mangano, P. Nason and G. Ridolfi, Nucl. Phys. B 373 (1992) 295.
- [33] A.D. Martin, W.J. Stirling and R.G. Roberts, Phys. Lett. B 354 (1995) 155.
- [34] A.D. Martin, Acta Phys. Polon. B 27 (1996) 1287;  
A.D. Martin, R.G. Roberts and W.J. Stirling, Phys. Lett. B 387 (1996) 419.
- [35] S. van der Meer, CERN ISR-PO/72-31, CERN, 1972.  
D. Möhl *et al.*, Phys. Rep. C58 (1980) 73.
- [36] A.R. Clark *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. A 315 (1992) 193.
- [37] A.R. Clark *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. A 261 (1987) 420.
- [38] J.-F. Detoeuf *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. A 265 (1988) 157.

- [39] J.-F. Detoeuf *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. A 279 (1989) 310.
- [40] A. Clark *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. A 279 (1989) 243.
- [41] R. Avery *et al.*, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-40 (1993) 573.
- [42] R. Yamada *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. A 279 (1989) 331.
- [43] J.M. Butler *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. A 290 (1990) 122.
- [44] Yu.M. Antipov *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. A 297 (1990) 121.
- [45] H. Haggerty *et al.*, *Time-to-Distance Relation for DØ Muon Drift Tubes*, DØ Note 2104, Fermilab, 1994.
- [46] R. Markeloff, *Scintillator Timing and  $T_0$  Calibration*, DØ Note 2541, Fermilab, 1995.
- [47] J. Bantly *et al.*, IEEE Trans. Nucl. Sci. 41 (1994) 1274.
- [48] M. Abolins *et al.*, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-36 (1989) 384.
- [49] M. Abolins *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. A 289 (1990) 543.
- [50] M. Fortner *et al.*, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-38 (1991) 480.
- [51] K. Bazizi, R. Hall and A. Taketani, *Muon Module Address Card(MAC) Description*, DØ Note 1143, Fermilab, 1991.
- [52] DØ Luminosity Group, N. Amos *et al.*, *Luminosity Calculations for DØ*, DØ Note 2031, Fermilab, 1994.

- [53] J. Krane, J. Bantly and D. Owen, *The DØ Luminosity Monitor Constant for  $\sqrt{s} = 630\text{GeV}$* , FERMILAB-TM-2000, Fermilab, 1997.
- [54] C. Gerber *et al.*, *Muon Momentum Determination*, DØ Note 2140, Fermilab, 1994.
- [55] V.D. Elvira (For the DØ Collaboration), *Determination of the Absolute Jet Energy Scale in the DØ Calorimeters*, Published Proceedings of the VII International Conference on Calorimetry in High Energy Physics, Tucson, Arizona, 9-14 Nov 1997, FERMILAB-Conf-97/416-E, Fermilab, 1997.
- [56] F.E. Paige and S.D. Protopopescu, ISAJET 7.16, FNAL-PM0059, Fermilab, 1992.
- [57] CTEQ Collaboration, J. Boots *et al.*, Phys. Lett. B 304 (1993) 159.
- [58] T. Sjöstrand, Phys. Lett. B 157 (1985) 321.
- [59] G.C. Fox and S. Wolfram, Nucl. Phys. B 168 (1980) 285.
- [60] R.D. Field and R.P. Feynman, Nucl. Phys. B 136 (1978) 1.
- [61] C. Peterson *et al.*, Phys. Rev. D 27 (1983) 105.
- [62] V.A. Abramoviskii, O.V. Kanchelli and V.N. Gribov, Sov. Journ. Nucl. Phys. 18 (1974) 308.
- [63] F. Carminat *et al.*, GEANT User's Guide, CERN Program Library, 1991.
- [64] C. Gerber and P. Quintas, *Muon Momentum Resolution from DØReco v10*, DØ Note 1985, Fermilab, 1993.

- [65] Comunicação particular com Dave Hedin.
- [66] A. Santoro *et al.*, *Projeto de uma Farm de Workstations RISC para Processamento Paralelo em Física Experimental de Altas Energias*, projeto apresentado e aprovado pela FINEP, 1996.
- [67] M. Souza *et al.*, *WWW Oriented Remote Job Submission, Monitoring and Management over Internet*, To be published in the Proceedings of CHEP 97, Berlin, Germany, 7-11 Apr 1997, FERMILAB-Conf-97/140-E, Fermilab, 1997.
- [68] T. Marshall and H. Haggerty, *Crud Removal from Muon Drift Chamber Wires using "ZAP" Cleaning*, DØ Note 2556, Fermilab, 1995.
- [69] E. Gallas, *The MTC Package (Muon Tracking in the DØ Calorimeter)*, DØ Note 2066, Fermilab, 1994.
- [70] P.Z. Quintas, *Reconstruction and Selection Efficiencies for High  $p_T$  Muons in Run 1B*, DØ Note 2865, Fermilab, 1996.
- [71] A. Ito, Comunicação verbal em um *DØ Muon Group Meeting*, Fermilab, 1995.
- [72] CDF Collaboration, F. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. 61 (1988) 1819;  
UA1 Collaboration, C. Albajar *et al.*, Phys. Lett. B 366 (1996) 434.
- [73] W.P. Carvalho and A.K.A. Maciel, *Testing Charged Pion and Kaon Production Rates in ISAJET, and their Decays to Muons inside DØ*, DØ Note 3374, Fermilab, 1997.
- [74] UA1 Collaboration, C. Albajar *et al.*, Phys. Lett. B 213 (1988) 405.

- [75] J. Lewis (For the CDF Collaboration), *Measurement of the Ratio of  $b$ -Quark Production Cross Sections at  $\sqrt{s} = 630$  GeV and  $\sqrt{s} = 1800$  GeV*, Contributed Paper at the 28<sup>th</sup> International Conference on High Energy Physics (ICHEP96), Warsaw, Poland, 25-31 Jul 1996, FERMILAB-Conf-96/176-E, Fermilab, 1996.
- [76] K.A. Bazizi, *Inclusive  $b$  Quark and Heavy Quarkonium Production at  $D\bar{O}$* , FERMILAB-Conf-95/238-E, Fermilab, 1995.
- [77] J. Bantly *et al.*, *Improvement to the  $D\bar{O}$  Luminosity Monitor Constant*, FERMILAB-TM-1930, Fermilab, 1995.